

GROUPE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

Etude expérimentale des interactions
antiproton-proton entre 1,5 et 2,0 GeV/c
- états finals avec V^0 -

THÈSE

PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

SUZANNE VALLET

PHYSICIENNE DIPLÔMÉE
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

1972

GROUPE DE PHYSIQUE CORPUSCULAIRE

Etude expérimentale des interactions
antiproton-proton entre 1,5 et 2,0 GeV/c
- états finals avec V^0 -

THÈSE

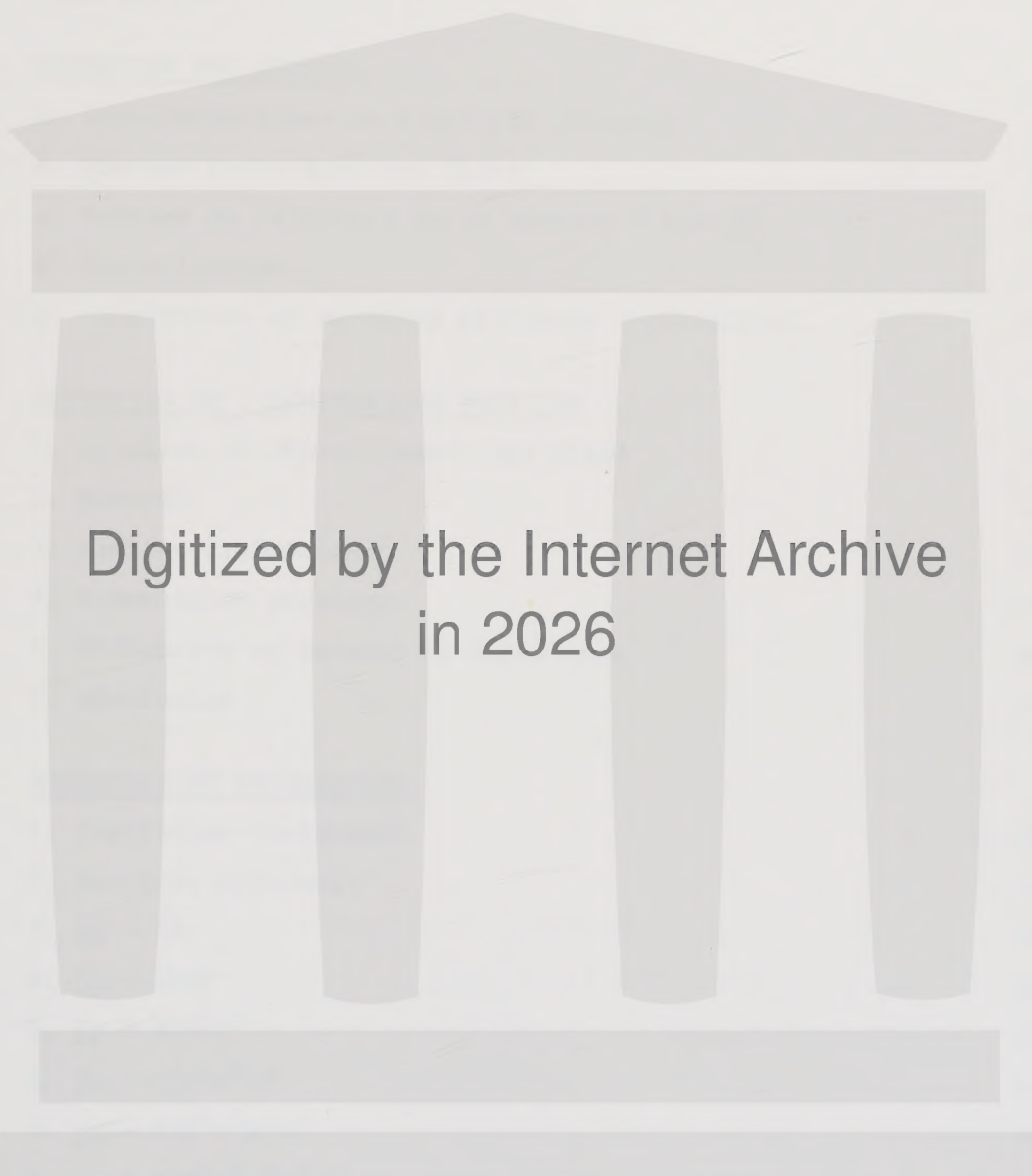
PRÉSENTÉE A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL
POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES

PAR

SUZANNE VALLET

PHYSICIENNE DIPLÔMÉE
DE L'UNIVERSITÉ DE NEUCHÂTEL

1972



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41555015_0020

TABLE DES MATIERES

I.	<u>INTRODUCTION</u>	1
II.	<u>OBTENTION DES CLICHES</u>	
	1. Caractéristiques générales du faisceau	3
	2. Données techniques des films	8
	3. Système de référence de la chambre à bulles	10
	4. Contamination	11
	5. Calibration et sections efficaces topologiques	12
III.	<u>OBTENTION DE L'ECHANTILLON PHYSIQUE</u>	
	1. Critères de dépouillement des films	15
	2. Mesures	15
	3. Analyse cinématique	17
	4. Echantillon physique	19
	5. Efficacité et facteur de correction	19
	6. Résolution	23
IV.	<u>RESULTATS ET DISCUSSIONS</u>	
	1. Impulsions incidentes	28
	2. Sections efficaces	30
	3. $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$	44
	4. $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^0$	55
	5. $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp$	59
	6. $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$	64
	7. $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	77
	8. $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$	82
V.	<u>CONCLUSION</u>	85
	<u>APPENDICE</u>	87
	Calibration des sections efficaces : correction pour les diffusions élastiques inobservées aux petits angles.	
	<u>REFERENCES</u>	90

FIGURES

1. Alignement du faisceau k8	7
2. Optique du faisceau	7
3. Domaines de dépouillement des clichés	16
4. Distributions des facteurs de correction des V^0	24
5. Distributions de masses manquantes au carré	26
6. Distributions de probabilité du χ^2	27
7. Distribution des impulsions incidentes	29
<u>Sections efficaces</u>	
8. $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp$	36
$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^0$	
9. $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$	37
$\bar{p}p \rightarrow K_{SL}^0 K^\pm \pi^\mp$	
$\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^-$	
10. $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	38
11. $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	39
12. Distribution de la masse effective ($\pi^+ \pi^- \pi^0$) pour $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	40
<u>Sections efficaces</u>	
13. $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K_S^0 \omega$	41
14. $\bar{p}p \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$	42
15. $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$	43
$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Sigma^0 + cc$	
16. Distribution angulaire du $\cos \theta_{\bar{\Lambda}}$	45
17. Distribution angulaire du $\cos \theta_{\bar{\Lambda}}$ pour chaque impulsion incidente	46
18. Systèmes de référence $\bar{\Lambda} \Lambda$	49
19 et 20. Diagrammes de Dalitz pour $K_1^0 K^\pm \pi^\mp$	60 - 61
21. Distribution angulaire du $\cos (K^{*-}, \bar{p} \text{ et } K^{*+}, p)$	63
22 à 26. Distributions de masse effective et espace de phase pour $K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$	66 - 70
27 à 29. Distribution de masse effective et résultat de l'ajustement pour $K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$	74 - 76

31. Paramètres A et B de la section efficace de la diffusion élastique $\bar{p}p$	88
32 à 35. Distributions de masse effective pour $K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$	78 - 81
36 à 37. Distributions de masse effective pour $K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$	83 - 84

TABLEAUX

I. Données techniques concernant les films	9
II. Sections efficaces topologiques	14
III. Hypothèses GRIND	18
IV. Nombre d'événements sur DST	20
V. Sections efficaces	32
VI. Références concernant les sections efficaces	33
VII. Coefficients pour polarisation et corrélation angulaire $\bar{\Lambda}\Lambda$	52
VIII. $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^0$ - Nombres quantiques des états initial et finals	57
IX. Combinaisons de masse effective et résonances dans $K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$	71

I. INTRODUCTION

La collaboration Paris, Liverpool, Glasgow, Lausanne-Neuchâtel présente ainsi sa requête en vue de l'obtention de clichés de chambre à bulles à hydrogène pour l'étude des réactions $\bar{p}p$ dans le domaine d'impulsion de 1.5 à 2 GeV/c : "une expérience de formation pour étudier les propriétés du méson U(2380) et combler un vide dans les connaissances actuelles des annihilations $\bar{p}p$ "⁽³³⁾.

Deux types d'expériences, formation et production, ont confirmé l'existence d'un méson lourd dans la région de masse 2380 MeV; le tableau ci-dessous groupe les informations le concernant :

Réf	Réaction	Région U		
		Masse MeV	Largeur MeV	Isospin
6	$\bar{p}p$ total	2350±10	140	1
	$\bar{p}p$ total	2375±10	190	0
26	$\bar{p}p \rightarrow K^*(890) \bar{K} \pi \pi$	2360±25	< 60	1
	$\bar{p}d \rightarrow K^*(890) \bar{K} \pi \pi p_S$			
27	$\pi^- p \rightarrow p X^-$	2382±14	≤ 30	≥ 1
28	$\pi^- p \rightarrow p X^-$	2370±17	57	≥ 1
29	$\pi^- p \rightarrow p \pi^0 (3\pi^- 2\pi^+)$	2420±25	≤ 80	≥ 1
30	$\bar{p}p \rightarrow \pi^+ \pi^- X^0 \begin{cases} X^0 \rightarrow K_1^0 K^0 \pi^+ \pi^- \\ X^0 \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \end{cases}$	2374±4	< 33	0

Nous présentons dans ce travail les premiers résultats des états finals avec V^0 ; ils concernent tous les événements mesurés par le groupe Neuchâtel-Lausanne, ce qui représente le quart de la statistique totale.

La première partie de ce travail est réservée à la description des événements : de leur production dans la chambre à bulles à l'obtention de l'échantillon physique.

La deuxième partie est consacrée à l'aspect formation de l'expérience : section efficace de chaque canal produit, à chaque impulsion.

La dernière partie, consacrée à l'aspect production, présente certaines caractéristiques des réactions

$$\begin{aligned}\bar{p}p &\rightarrow K_1^0 K_1^0 \\ \bar{p}p &\rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \\ \bar{p}p &\rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0 \\ \bar{p}p &\rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \\ \bar{p}p &\rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0\end{aligned}$$

et les résultats concernant la polarisation et les corrélations de spin de la réaction

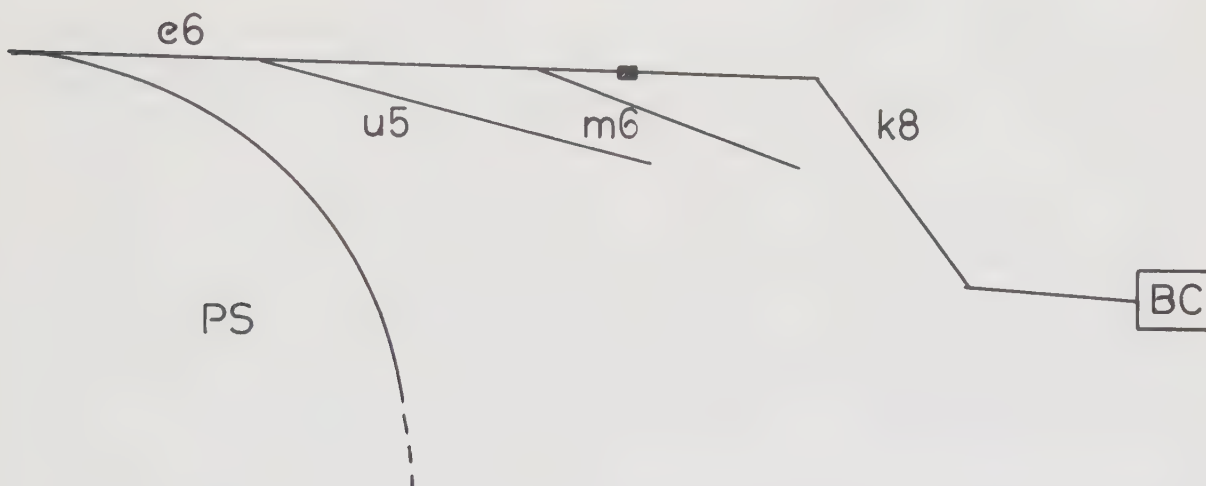
$$\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda} \Lambda$$

II. OBTENTION DES CLICHES

1. Caractéristiques générales du faisceau

Description

Dans la phase finale du cycle d'accélération du PS, les protons sont groupés en 20 paquets. Deux paquets de $5 \cdot 10^{10}$ protons sont éjectés à 100 ns d'intervalle (double-pulsing de la chambre à bulles) de la 58ème section droite du PS dans le faisceau e6 dans lequel des cibles externes sont à l'origine des faisceaux réservés à la chambre à bulles à hydrogène de 2 m (hall est du CERN).



faisceau	impulsion des particules	type de séparation
u5	16 GeV/c	haute fréquence
m6	4.5 GeV/c	électrostatique
k8	1.2 à 2.0 GeV/c	électrostatique

Le faisceau k8 est constitué initialement de l'ensemble des particules produites lors des collisions des protons incidents avec une cible de cuivre (dimensions : 1 x 2 x 150 mm).

A l'entrée de la chambre à bulles le faisceau doit posséder les caractéristiques suivantes :

pureté

L'analyse des clichés de chambre à bulles est grandement simplifiée lorsqu'un seul type de particules, d'impulsion bien définie, pénètre dans la chambre. Un bon faisceau doit donc garantir une contamination aussi faible que possible en particules non désirées. La pureté du faisceau dépend évidemment des taux de production des différents types de particules dans la cible et de la nature des particules désirées.

résolution en impulsion

Un bon faisceau doit également garantir une bonne résolution en impulsion; pratiquement, il est possible d'atteindre $\Delta p/p = 1\%$.

La précision sur l'impulsion s'obtient au détriment du flux.

résolution spatiale

Les trajectoires des particules doivent être localisées dans un volume donné de la chambre et suffisamment espacées pour éviter les recouvrements.

reproductibilité

Les particules doivent être injectées dans la chambre durant un temps beaucoup plus court que celui de la croissance des bulles sinon, la chambre n'étant pas dans les mêmes conditions, on obtient des traces d'allure différente pour de mêmes particules incidentes.

La sélection des particules du faisceau possédant ces caractéristiques se fera à l'aide des différents éléments constituant du faisceau.

Un faisceau possédant ces caractéristiques est composé des différents éléments suivants qui permettent une sélection adéquate des particules :

aimants de courbure

Ils assurent la séparation en impulsion.

quadrupôles

Ils focalisent les particules dans le plan horizontal ou vertical en même temps qu'ils les défocalisent dans l'autre plan.

collimateurs

Ils délimitent le faisceau horizontalement et verticalement en supprimant les particules indésirables par interactions nucléaires et par perte d'énergie dans la matière.

séparateur électrostatique

Il sélectionne les particules selon la masse. Dans un champ électrique E, sur une distance L, la déviation angulaire d'une particule de charge e, d'impulsion p et de vitesse β est donnée par

$$\phi = \frac{e E L}{p \beta}$$

où $\phi \approx \tan \phi$ est exprimé en rad, E en V/m, p en eV/c.

Pour le séparateur du faisceau k8 : E = 100 kV/cm

$$L = 200 \text{ cm}$$

ce qui donne les déviations angulaires suivantes (en mrad) pour différentes particules d'impulsion égale à 1.5 et à 2.0 GeV/c

déviation angulaire	impulsion	
	1.50	2.00
ϕ_p	15.72	11.04
ϕ_K	14.03	10.30
ϕ_π	13.39	10.03
$\phi_p - \phi_K$	1.69	.74
$\phi_K - \phi_\pi$	.63	.27

Alignement du faisceau

La position des divers éléments du faisceau est calculée par le programme du CERN intitulé TRAMP dans lequel les caractéristiques physiques et géométriques des éléments ainsi que les caractéristiques des particules à obtenir, sont données. Pour le faisceau k8, la figure 1 donne une idée de la suite des éléments constitutants qui s'étend sur 43 m, de la cible à la chambre à bulles. Lors de l'expérience, il reste à l'utilisateur à ajuster le faisceau.

Ajustement du faisceau pour l'expérience T173*

Le faisceau k8 se compose de trois sections distinctes :

1. Définition de la cible dans les plans horizontaux et verticaux.
2. Séparation des particules en masse et en impulsion.
3. Redéfinition de l'impulsion et ajustement à l'entrée de la chambre.

1. Les quadrupôles Q1 et Q2Q3 focalisent les images horizontale et verticale de la cible sur les collimateurs C3 et C4. C3 sert à déterminer le domaine d'impulsion offert par l'aimant M1 et C4 redéfinit la cible pour le stade de séparation.

2. Q4 envoie l'image horizontale du faisceau de M1 à M2 de manière à ce qu'après M2 le faisceau soit à peu près sans dispersion. Les quadrupôles Q5 pour le plan horizontal et Q6 pour le plan vertical focalisent les images du faisceau sur les collimateurs C5 et C6. C5 est la fente de masse et la qualité de la séparation peut être modifiée en variant la taille du faisceau en C4. C6 dans le plan horizontal sert à régler l'image du faisceau pour l'analyse de l'impulsion finale. La séparation en masse est obtenue dans le séparateur dont les aimants MS, aux extrémités, servent à aligner les trajectoires des particules lorsque l'impulsion est modifiée.

3. La dernière section conduit le faisceau dans la chambre. Q7 contrôle la largeur du faisceau dans le plan vertical. M3 et M4 dispersent le faisceau dans le plan horizontal et C7 sert à épurer le faisceau en rejetant les particules non désirées telles que les produits de désintégration des particules instables, principalement muons et électrons. M5 et M6, dans le plan vertical, servent à ajuster la position et l'angle du faisceau à l'entrée de la chambre.

La figure 2 donne une idée de l'optique du faisceau dans les plans horizontal et vertical.

* Renseignements recueillis sur place, lors de l'irradiation.

Faisceau k8 Alignement des éléments

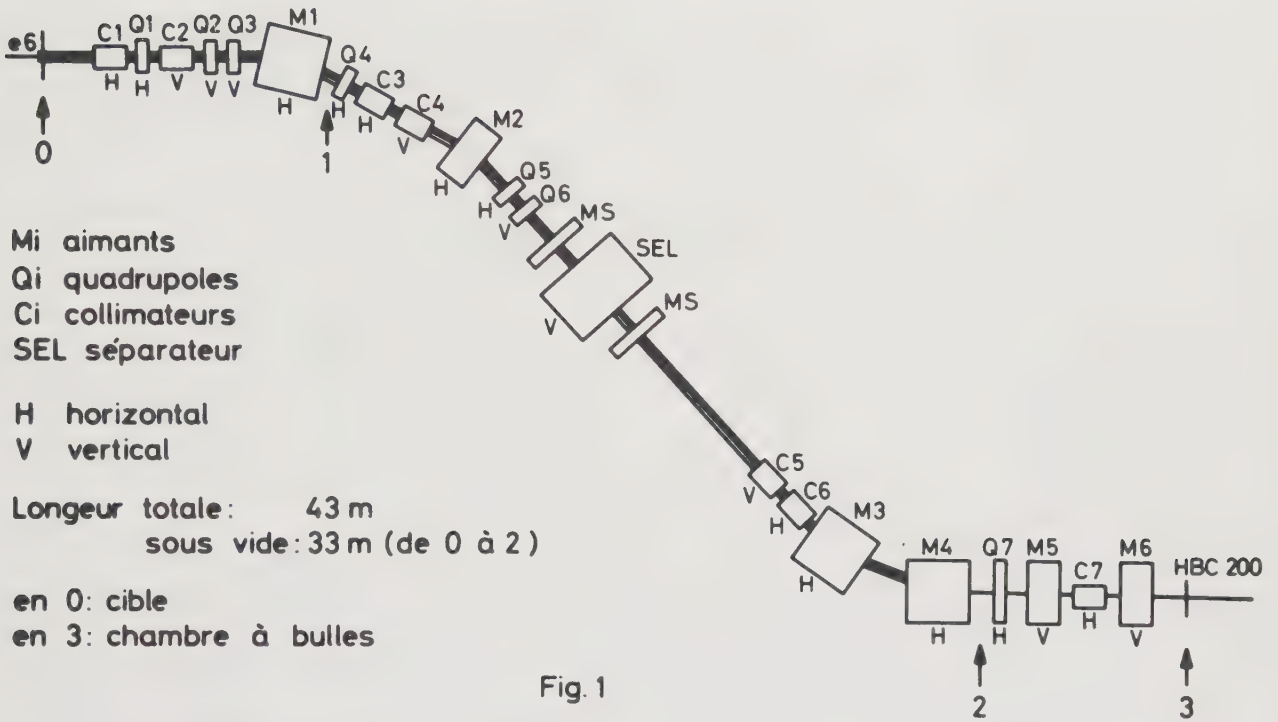
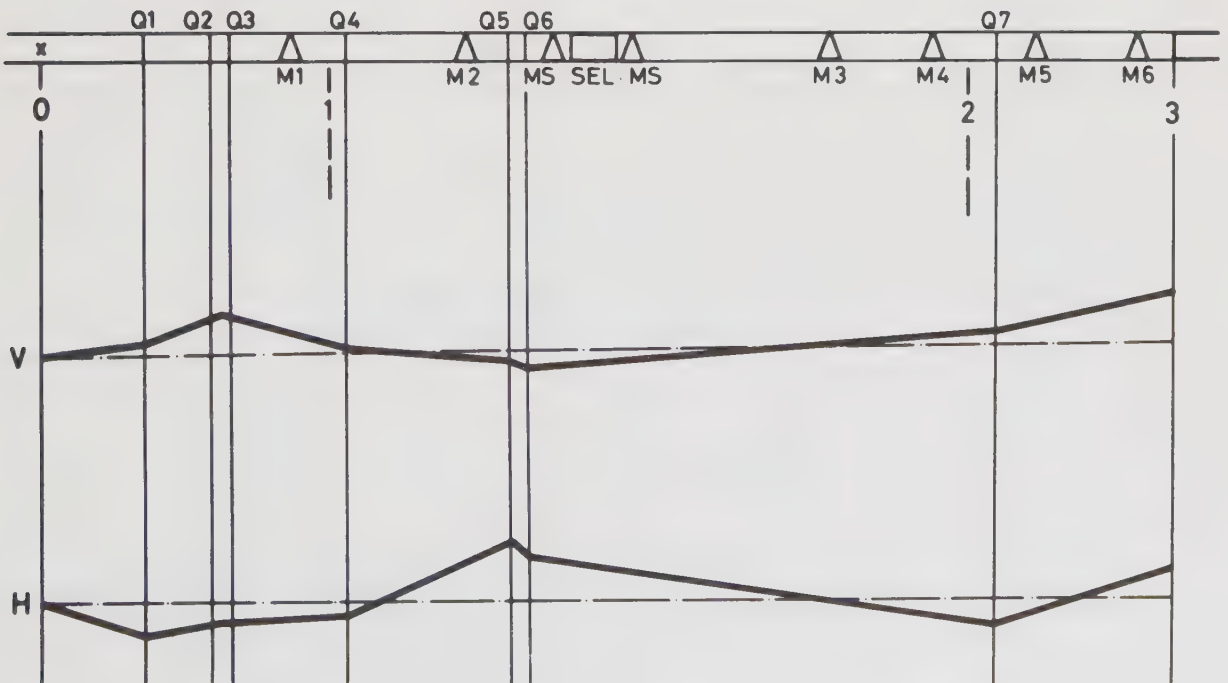


Fig. 1



Optique du faisceau

Fig. 2

2. Données techniques concernant les films

L'irradiation eut lieu en mai 1970, du 1er au 8 et du 14 au 19, sous le nom de T173.

Les photos prises à chaque détente de la chambre à bulles, sur 3 films de 3200 clichés, sont réparties comme suit entre les membres de la collaboration :

<u>Groupe</u>	<u>Part</u>	<u>No des clichés</u>
Neuchâtel - Lausanne	A	1 à 775
Glasgow	B	776 à 1600
Paris VI	C	1601 à 2375
Liverpool	D	2376 à 3200

Le tableau I donne :

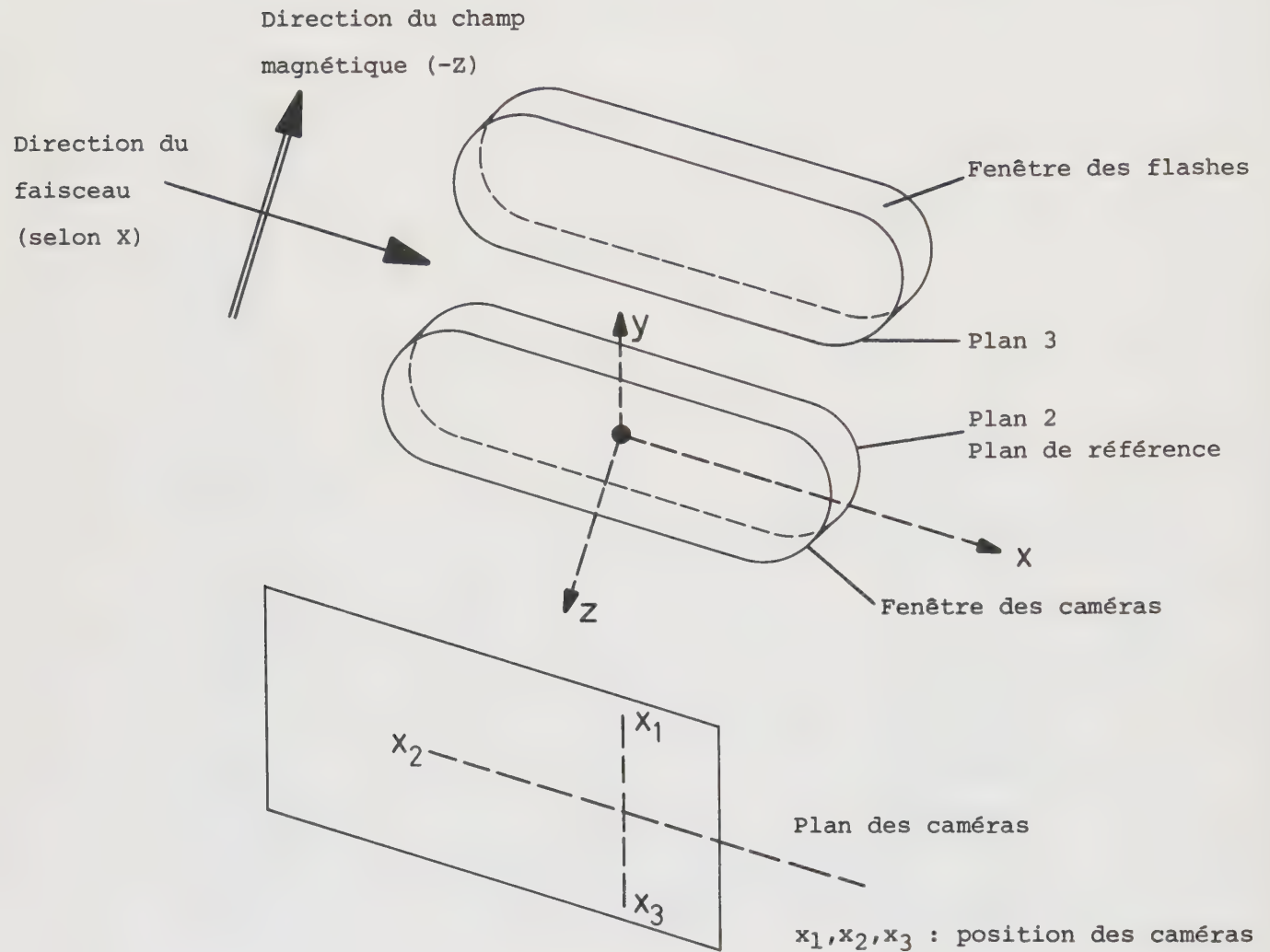
- l'impulsion nominale des films (correspondant à la valeur attendue de l'impulsion au milieu de la chambre),
- l'impulsion du faisceau à l'entrée de la chambre,
- le champ magnétique dans l'aimant principal de la chambre et dans l'aimant de compensation ainsi que l'induction correspondante⁽¹⁾,
- l'impulsion calculée à l'entrée de la chambre (déterminée à partir de la mesure des diffusions élastiques⁽²⁾),
- le nombre et le numéro des films à chaque impulsion.

TABLEAU I

P nominale (GeV/c)	P faisceau (GeV/c)	Champ magnétique et induction aimant principal aimant de compensation	P à l'entrée de la chambre (GeV/c)	Nbre de bobines	No des films
1.50	1.53	} } 8'000 A -1'000 A B = 14. 4 7 8 k G	1.527 .020	11	338-348
1.56	1.60		1.580 .020	16	349-364
1.68	1.72	} } } 10'000 A -1'000 A B = 17. 3 9 5 k G	1.714 .017	16	365-380
1.75	1.79		1.788 .021	20	381-400
1.80	1.84		1.845 .018	24*	401-424
1.86	1.90		1.908 .019	20	**427-446
1.93	1.97		1.984 .022	20	447-466
2.04	2.08		2.085 .024	15	467-481

* les films 404 et 406 se sont révélés hors d'usage (mauvaise illumination); il reste : 22 films
 ** les films 425 et 426 ont été éliminés lors de l'irradiation (fluctuations du flux du PS)

3. Système de référence de la chambre à bulles



Des marques fiduciaires sont gravées sur le verre des plans 2 et 3, qui permettent le repérage des points mesurés.

Les données techniques concernant les différents aspects de la chambre à bulles sont groupées dans la référence ⁽³⁾.

4. Contamination

Une évaluation de la pollution en parasites légers du faisceau est obtenue⁽⁴⁾ par l'examen des rayons δ créés le long des traces primaires.

D'autre part, lors de l'irradiation, des clichés ont été pris après avoir dévié le faisceau d'antiprotons. L'analyse de ces clichés⁽⁵⁾ donne également une mesure du taux de pollution du faisceau pour un film particulier.

Le tableau suivant donne le taux de pollution moyen⁽⁴⁾ à chaque impulsion :

$P_{\text{ nominale}}$	taux de pollution %
1.50	2.3 ± 0.5
1.56	1.5 ± 0.4
1.68	1.4 ± 0.3
1.75	2.4 ± 0.7
1.80	2.0 ± 0.5
1.86	5.2 ± 1.3
1.93	4.3 ± 0.7
2.04	3.1 ± 0.8

Pour le film 481 ($p = 2.04$) le taux de pollution⁽⁵⁾ est de

$$3.5 \pm 0.3 \text{ \%}.$$

Le taux de pollution moyen est donc inférieur à 3%.

5. Calibration et sections efficaces topologiques

Section efficace

De manière générale, la mesure de la production d'un type d'événement est qualifiée par la probabilité, par unité de temps qu'un flux incident de 1 particule par unité de surface et de temps produise 1 réaction donnée, par interaction sur 1 particule-cible placée dans le flux.

Pratiquement la grandeur physique rendant compte de cette probabilité est la section efficace σ [cm²]

$$\sigma = \frac{N_R}{F \cdot n \cdot V \cdot T}$$

où N_R est le nombre de réactions produites durant le temps T

F le flux incident [1 / cm² · s]

n le nombre de noyaux-cibles par unité de volume [1 / cm³]

V le volume de l'interaction

T la durée de l'interaction

Dans la chambre à bulles, la grandeur directement accessible est

$$L = F \cdot V \cdot T \quad [\text{cm}] ,$$

soit la longueur cumulée totale des traces incidentes traversant la cible, c'est-à-dire la chambre. De sorte que l'on peut définir la section efficace

$$\sigma_R = \frac{N_R}{L \cdot n}$$

pour un type de réaction fixé.

La longueur totale et la densité de l'hydrogène sont à déterminer.

Section efficace totale

La section efficace totale antiproton-proton a été mesurée avec une grande précision (erreur statistique sur chaque point < 0.1%) par Abrams et al. au moyen de techniques de compteurs dans le domaine compris entre 1.0 et 3.3 GeV/c⁽⁶⁾.

On peut alors, à partir de σ_{tot} , déterminer la section efficace d'un type de réaction comme étant

$$\sigma_R = \frac{N_R}{N_{\text{tot}}} \sigma_{\text{tot}}$$

avec N_{tot} le nombre d'interactions total à déterminer.

C'est cette méthode que nous choisissons car il est difficile de déterminer la densité de l'hydrogène avec précision.

Dépouillement total

Un double dépouillement total a été mené sur 2688 clichés, entre des limites bien définies, afin de déterminer le nombre d'interactions produites dans un volume donné. On dénombre les interactions produites, par topologie, ainsi que les traces entrant et quittant le volume considéré; ce qui nous donne, en plus d'un contrôle sur le nombre d'interactions produites, les informations suivantes :

- le nombre moyen de traces par cliché est de 10.6
- le nombre moyen d'interactions par cliché est de 3.4

Il reste à corriger le nombre d'interactions obtenu pour les diffusions élastiques aux petits angles. La méthode employée est décrite dans l'appendice A.

On définit pour chaque impulsion la calibration

$$C = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{N_{\text{tot}}}$$

ainsi que les sections efficaces topologiques

$$\sigma_{\text{nBr}} = \frac{N_{\text{nBR}}}{N_{\text{tot}}} \sigma_{\text{tot}}, \quad n = 0, 2, 4 \text{ et } 6$$

Ces grandeurs sont présentées dans le tableau II.

TABLEAU II

Pnominale (GeV/c)	Calibration (evt/ μ b)	Sections efficaces topologiques (mb)			
		0 BR	2 BR	4 BR	6 BR
1.50	.28 $\pm$.01	7.8 $\pm$.8	52.2 $\pm$ 2.2	26.8 $\pm$ 1.5	4.9 $\pm$.7
1.56	.44 $\pm$.01	7.9 $\pm$.8	57.9 $\pm$ 2.3	25.6 $\pm$ 1.5	4.0 $\pm$.6
1.68	.41 $\pm$.01	6.7 $\pm$.8	50.3 $\pm$ 2.2	28.3 $\pm$ 1.6	4.2 $\pm$.6
1.75	.50 $\pm$.01	6.6 $\pm$.8	53.3 $\pm$ 2.3	26.3 $\pm$ 1.6	5.8 $\pm$.8
1.80	.57 $\pm$.01	6.7 $\pm$.7	54.3 $\pm$ 2.0	25.1 $\pm$ 1.4	5.0 $\pm$.6
1.86	.53 $\pm$.01	8.3 $\pm$.8	52.4 $\pm$ 2.0	25.1 $\pm$ 1.4	3.9 $\pm$.5
1.93	.62 $\pm$.01	7.4 $\pm$.7	51.8 $\pm$ 1.8	23.8 $\pm$ 1.2	4.9 $\pm$.5
2.04	.37 $\pm$.01	5.8 $\pm$.7	50.6 $\pm$ 2.2	25.0 $\pm$ 1.6	4.3 $\pm$.6

Ces valeurs s'insèrent raisonnablement dans l'ensemble des sections efficaces publiées à d'autres impulsions (37, 12).

III. OBTENTION DE L'ECHANTILLON PHYSIQUE

1. Critères de dépouillement des films

On cherche les événements signés par la production d'au moins 1 V^0 , le V^0 étant constitué par les deux branches des pions de désintégration du K_1^0 ou par les branches du proton (antiproton) et du pion de désintégration du Λ ($\bar{\Lambda}$).

Les films sont projetés sur des tables de dépouillement qui restituent l'image en grandeur réelle.

On définit sur la vue 2 (et dans le plan XY de la chambre à bulles)

- la ligne d'entrée de flux, F
- la zone des étoiles primaires, ZE
- la zone des V^0 , ZV,

situation décrite par la figure 3. (Les distances sont données en cm.)

La recherche des événements à 0, 2 ou 4 branches accompagnées de 1 ou 2 V^0 est menée de la manière suivante : on repère le V^0 puis on construit sa ligne de vol en traçant la diagonale d'un parallélogramme dont les côtés, tangents aux traces, sont proportionnels aux rayons de courbure (donc aux impulsions) des deux branches du V^0 ; on cherche alors les étoiles primaires dont le vertex est situé sur la ligne de vol (à l'intérieur des critères de tolérance).

Au total, 105158 clichés ont été examinés (dont le 80% a fait l'objet d'un second dépouillement) et 8739 clichés ont été sélectionnés pour la mesure.

2. Mesure

Sur appareil à centrage automatique de type ENETRA, on mesure pour chaque événement :

- les marques fiduciaires qui l'entourent,
- le vertex de l'étoile primaire et des V^0 ,
- 4 à 8 points sur chaque trace de l'étoile et des V^0 , selon leur longueur.

Domaines de dépouillement

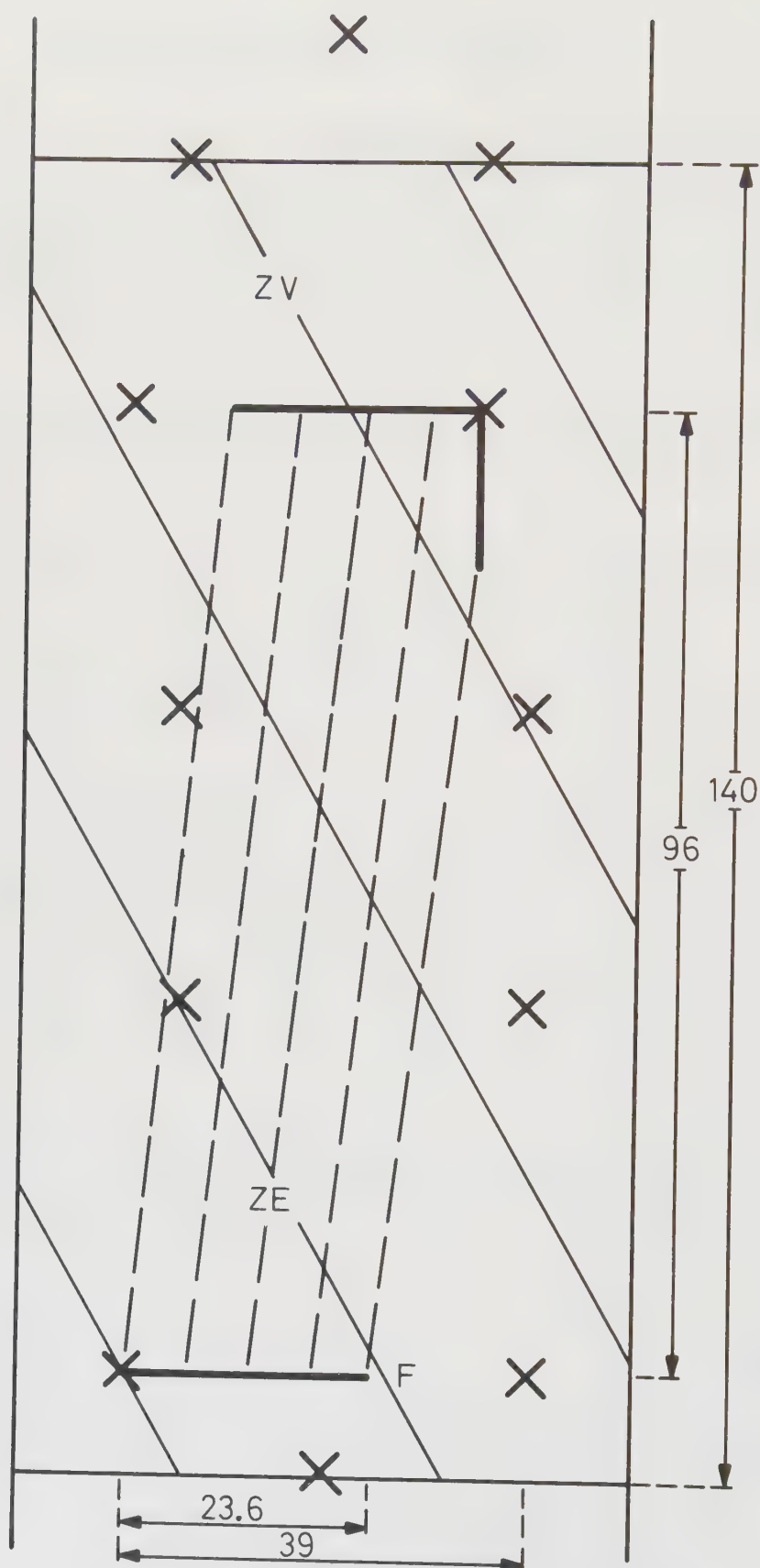


Fig. 3

L'information ainsi acquise est traitée successivement par les programmes EPUR⁽⁸⁾ qui ordonne les mesures, THRESH⁽⁹⁾ qui reconstruit spatialement l'événement, et GRIND⁽⁹⁾ qui procède à la reconstruction cinématique de l'événement à l'aide des hypothèses physiques qui lui sont offertes.

Le tableau III donne la liste des hypothèses pour chaque topologie.

3. Analyse cinématique

GRIND contrôle les hypothèses proposées pour chaque type d'événement en effectuant un ajustement (à 4 ou 1 contraintes) des quantités p , ϕ et λ (impulsion, angle d'émission projeté sur le plan XY et profondeur) relatives à chaque trace. La valeur du χ^2 de l'ajustement permet d'éliminer la plus grande partie des fausses hypothèses.

Dans le cas où plusieurs hypothèses sont compatibles avec les variables mesurées, il reste la possibilité d'identifier les traces sur le cliché

- soit par l'ionisation* (permet de distinguer entre pion et kaon jusqu'à des impulsions de 700 MeV/c),
- soit par leur signature (désintégration ou réaction caractéristique propre à un type de particules).

* Quand l'estimation visuelle de la densité de bulles s'avère insuffisante, un comptage de bulles comparatif des différentes traces de l'événement est effectué; il permet pratiquement de lever toute ambiguïté relative à la sélection d'une hypothèse.

TABLEAU III

TYPE GRIND	TOPOLOGIE	GRIND N° HYP	HYPOTHESE PHYSIQUE	GRIND N° HYP	HYPOTHESE PHYSIQUE
51 010 S (secondaires)	V^0	1	$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$		
		2	$\Lambda \rightarrow p\pi^-$		
		3	$\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$		
		4	$\gamma \rightarrow e^+e^-$		
0001	0 BR 1 V^0			101	$K^0 (K^0)$
				102	$\Lambda (\bar{\Lambda})$
				103	$\bar{\Lambda} (\Lambda)$
				104	$\Lambda (\bar{\Sigma}^0)$
				105	$\bar{\Sigma}^0 (\Lambda)$
0002	0 BR 2 V^0	1	$K^0 K^0$	101	$K^0 K^0 (\pi^0)$
		2	$\Lambda \bar{\Lambda}$	102	$\Lambda \bar{\Lambda} (\pi^0)$
		3	$\bar{\Lambda} \Lambda$	103	$\bar{\Lambda} \Lambda (\pi^0)$
				104	$\Lambda \bar{\Lambda} (\gamma)$
				105	$\bar{\Lambda} \Lambda (\gamma)$
101 1	2 BR 1 V^0	2	$K^0 K^+\pi^-$	101	$K^0 \pi^+\pi^- (K^0)$
		3	$K^0 K^-\pi^+$	102	$K^0 K^+\pi^- (\pi^0)$
				103	$K^0 K^-\pi^+ (\pi^0)$
101 2	2 BR 2 V^0	1	$K^0 K^0 \pi^+\pi^-$	101	$K^0 K^0 \pi^+\pi^- (\pi^0)$
202 1	4 BR 1 V^0	2	$K^0 K^+\pi^+\pi^-\pi^-$	101	$K^0 \pi^+\pi^+\pi^-\pi^- (K^0)$
		3	$K^0 \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	102	$K^0 K^+\pi^+\pi^-\pi^- (\pi^0)$
		4	$K^0 \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	103	$K^0 \pi^+\pi^+\pi^-\pi^- (\pi^0)$
		5	$K^0 \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	104	$K^0 \pi^+\pi^+\pi^-\pi^- (\pi^0)$
				105	$K^0 \pi^+\pi^+\pi^-\pi^- (\pi^0)$
202 2	4 BR 2 V^0	1	$K^0 K^0 \pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	101	$K^0 K^0 \pi^+\pi^+\pi^-\pi^- (\pi^0)$

Les événements analysés sont alors classés en

- événements ajustés
- événements non ajustés (multineutres)
- événements non ajustables (non mesurables)
- événements non ajustés à remesurer.

Des remesures sont effectuées (sur 15% des événements) qui tiennent compte des réactions sur les branches de l'étoile primaire. Des hypothèses plus complètes, comprenant les divers modes de désintégration et les diffusions π -proton et K-proton, permettent d'identifier les événements.

Au total, 3400 événements ajustés et 1355 événements multineutres ont été identifiés.

4. Echantillon physique

Les événements passent enfin le programme SLICE⁽⁹⁾ qui génère la DST (Data Sumary Tape). On y trouve essentiellement le quadrivecteur énergie-impulsion de chaque particule ou combinaison de particules, dans le système du centre de masse ainsi que le facteur de correction (voir p.22) attribué à chaque V^0 .

Le nombre d'événements sur DST pour chaque configuration et pour chaque impulsion nominale est donné dans le tableau IV.

5. Efficacité et facteur de correction

L'efficacité est définie par le rapport du nombre d'événements traités N_T sur le nombre d'événements réel N .

Efficacité de dépouillement

On définit N_1 le nombre d'événements trouvés au premier dépouillement,
 N_2 le nombre d'événements trouvés au second dépouillement,
 N_{12} le nombre d'événements commun aux deux dépouillements,

TABLEAU IV

Canal	Nombre de contraintes	Impulsion nominale								Total
		1.50	1.56	1.68	1.75	1.80	1.86	1.93	2.04	
$K_1^0 K^0$	1		1	1		2	1			5
$K_1^0 K_1^0$	4		1							1
$K_1^0 K_1^0 \pi^0$	1	4	3	7	3	7	2	2	1	29
$K_1^0 K^+ \pi^-$	4	35	56	31	32	42	30	36	21	283
$K_1^0 K^+ \pi^+ \pi^-$	1	42	81	64	90	84	69	76	56	562
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	4	12	23	21	12	30	14	21	23	156
$K_1^0 K^+ \pi^- \pi^0$	1	86	132	130	130	173	135	132	102	1020
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	1	7	18	16	33	34	39	40	15	202
$K_1^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	4	23	41	36	53	49	49	69	41	361
$K_1^0 K^0 \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^-$	1	1	3	3	7	7	4	4	2	31
$K_1^0 K^0 \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^-$	4				1		2	2		5
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^-$	1	11	8	24	32	26	29	46	45	221
$K_1^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$	1						1	2		3
$K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^0$	1									
$\bar{\Lambda} \Lambda$	1	3	19	18	13	25	18	19	30	145
$\bar{\Lambda} \Lambda$	4	5	8	18	17	21	29	27	20	145
$\bar{\Lambda} \Sigma^0$	1				4	5	5	5	11	30
$\bar{\Lambda} \Lambda \gamma$	1			1	3	4	11	21	21	61
$\bar{\Lambda} \Lambda \pi^0$	1							1		1

Le symbole K_1^0 est réservé ici aux désintégrations $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

alors $N_T = N_1 + N_2 - N_{12}$

On peut montrer que $N = N_1 N_2 / N_{12}$

L'efficacité de dépouillement est alors :

$$E_{SC} = \frac{N_T N_{12}}{N_1 N_2}$$

elle a été déterminée pour chaque topologie.

Efficacité de traitement

Certains événements sont reconnus comme appartenant à telle ou telle configuration mais ne passent pas la chaîne de programmes ou même ne sont pas mesurables. Avec :

N_I le nombre d'événements identifiés

N_{DST} le nombre d'événements sur DST,

l'efficacité de traitement est

$$E_{TR} = \frac{N_{DST}}{N_I}$$

Le tableau suivant donne les valeurs, pour chaque topologie, des efficacités de dépouillement et de traitement.

Les valeurs de E_{SC} rendent compte de la qualité du travail d'exploration.

TOPOLOGIE	$E_{SC} \%$	$E_{TR} \%$
0 BR 1 V^0	98	99
0 BR 2 V^0	99	99
2 BR 1 V^0	98	95
2 BR 2 V^0	99	98
4 BR 1 V^0	98	92

Facteur de correction des V^0

Pour chaque V^0 la probabilité de détection varie selon sa position dans la chambre à bulles; des V^0 sont perdus à la détection pour deux raisons :

- le V^0 est si proche du vertex de l'étoile primaire qu'il ne se distingue pas des traces de l'étoile
- le K^0 (ou le Λ) se désintègre en dehors des limites de la chambre.

Seront alors retenus les K^0 (ou les Λ) se désintégrant entre les limites L_0 et L , où L_0 est la distance minimum observable (fixée à 2 mm) dans le plan XY et L , la longueur potentielle du V^0 , c'est-à-dire la distance mesurée entre le vertex de l'étoile primaire et les limites du volume de la chambre, sur la ligne de vol du V^0 .

On définit par p_1 la probabilité de désintégration de la particule au-delà de la distance L_0

$$p_1 = e^{-(L_0/\cos \lambda)m/pc\tau}$$

où $\cos \lambda$ est l'angle de profondeur et m, p et τ , la masse, l'impulsion et la vie moyenne de la particule K^0 ou Λ .

On définit par p_2 la probabilité de désintégration de la particule au-delà de la distance L

$$p_2 = e^{-Lm/pc\tau}$$

La probabilité totale d'observer le V^0 dans le domaine considéré est :

$$P = P_1 - P_2$$

et le facteur de correction du V^0 est $W = 1/P$.

Les limites de la chambre définissent le volume des V^0 , tandis qu'un volume plus petit a été retenu pour les vertex des étoiles primaires. Le tableau suivant donne les dimensions de ces volumes :

Volume des V^0	coordonnée (cm)	Volume des étoiles primaires
de -52.5 à +68.5	X	de -52.5 à +43.5
de -20.0 à +20.0	Y	de -20.0 à +20.0
de -40.0 à -10.0	Z	de -40.0 à -10.0

La figure 4 montre la distribution des facteurs de correction attribués à chaque V^0 pour la configuration $K^0 K^+ \pi^- \pi^0$ et pour la configuration $\bar{\Lambda} \Lambda$. Pour toutes les configurations, cette distribution est pratiquement la même et la valeur moyenne de ce facteur est

$$\begin{aligned}\bar{W} &= 1.10 \text{ pour les } K^0 \\ \bar{W} &= 1.05 \text{ pour les } \Lambda.\end{aligned}$$

Pour le calcul des sections efficaces, nous tenons compte d'un facteur moyen calculé séparément pour chaque impulsion.

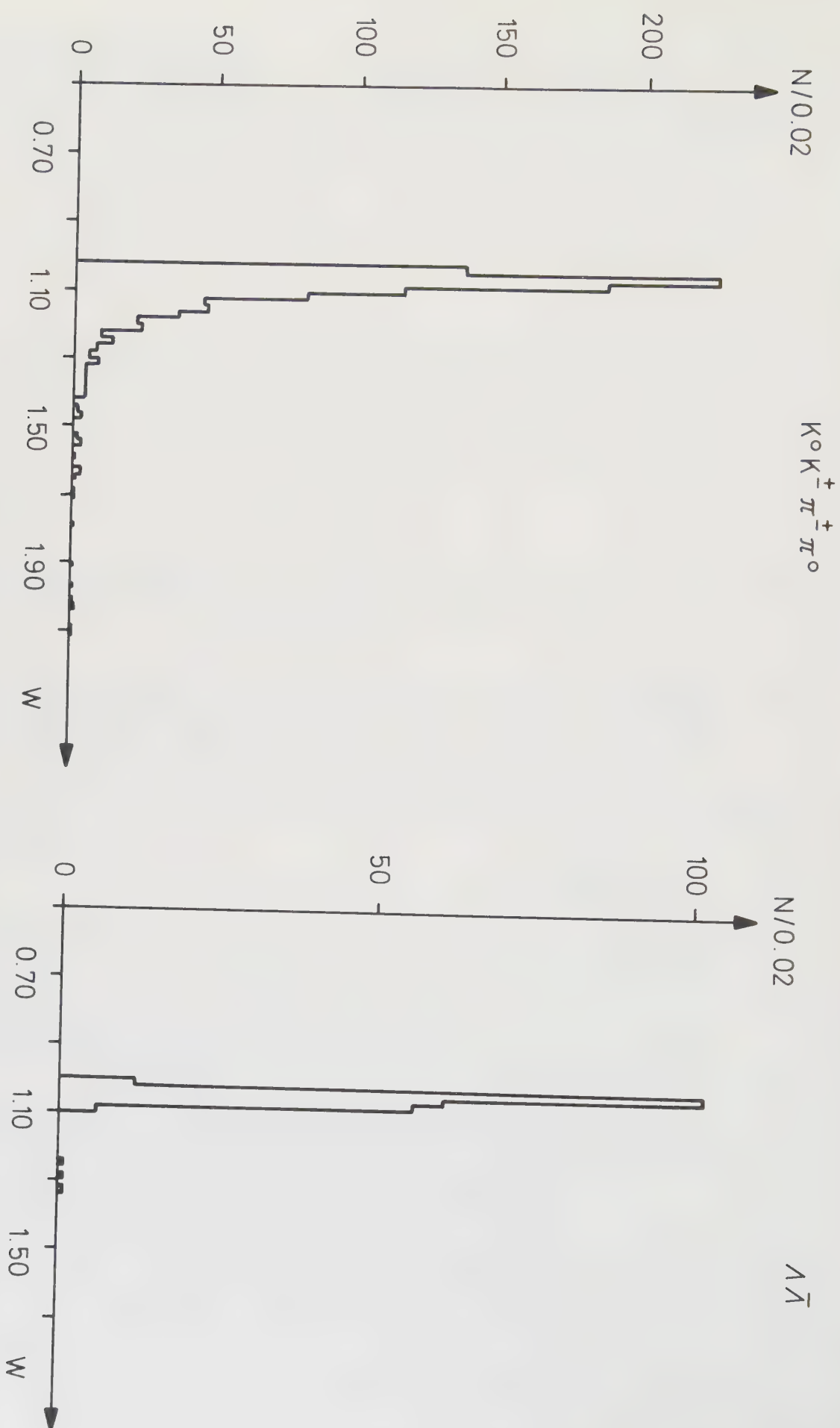
Adamson⁽¹⁰⁾ a montré que l'allure des distributions de masse effective ne change pas lorsqu'on tient compte de ce facteur. Ceci nous permettra, par la suite, d'étudier nos événements sans en tenir compte.

6. Résolution

Masse manquante

Le résultat de la séparation des hypothèses (basée principalement sur l'ionisation des différentes traces de l'événement), est présenté dans les distributions de masse manquante au carré suivantes :

- distribution autour de la valeur 0 (correspond à des ajustements à 4 contraintes);
- distribution autour de la valeur de la masse carrée du π^0 manquant (correspond à des ajustements à 1 contrainte);
- distribution autour de la valeur de la masse carrée du K^0 manquant (correspond à des ajustements à 1 contrainte).



Distributions du facteur de correction des V°

Fig. 4

La figure 5 représente ces distributions.

On en tire

$\overline{MM}^2$	$\sigma(\overline{MM}^2)$	$\sigma(MM^2)$	(en GeV^2)
.0260	.0014	.0500	pour un π^0 manquant
.2545	.0021	.0512	pour un K^0 manquant

Les tables ⁽¹¹⁾ nous donnent

la masse carrée du π^0 $MM^2 = .0182 \text{ GeV}^2$

la masse carrée du K^0 $MM^2 = .248 \text{ GeV}^2$

Probabilité

Les distributions des probabilités des χ^2 sont représentées sur la figure 6.

Pour la détermination des sections efficaces, une coupure en probabilité à 2% est pratiquée sur les événements avec ajustement à 1 contrainte.

La résolution est testée sur la largeur de la distribution de la masse du K^0 , déterminée par la mesure du V^0 (ajustement à 3 contraintes). Sur un échantillon de 260 V^0 la masse moyenne du K^0 est de 498.5 MeV et la largeur expérimentale de la distribution est de $\pm 7 \text{ MeV}$.

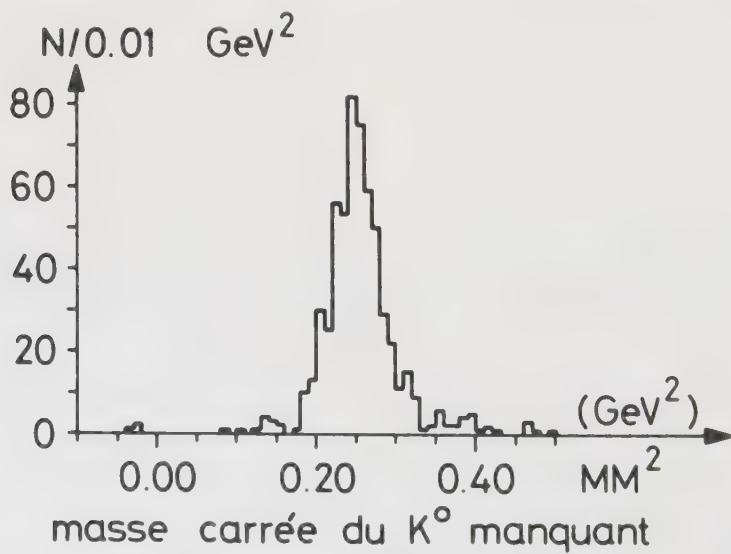
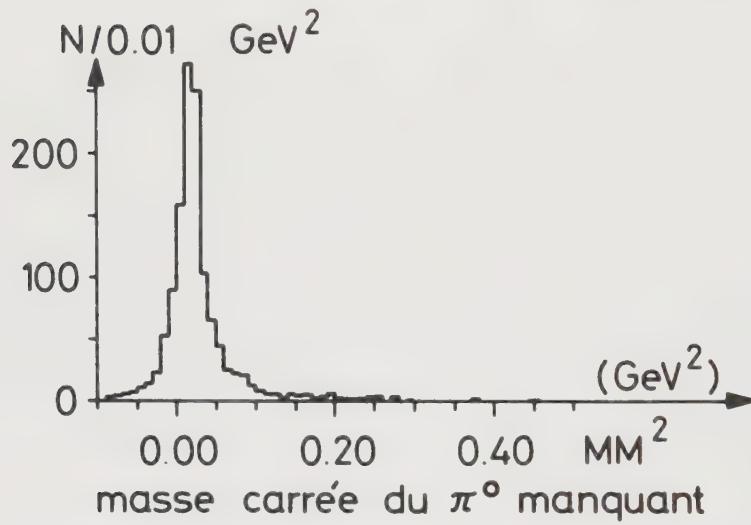
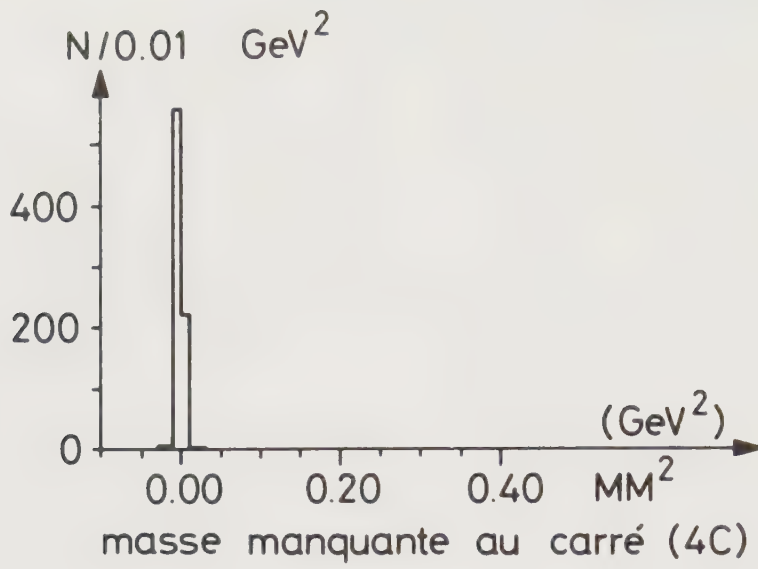


Fig. 5

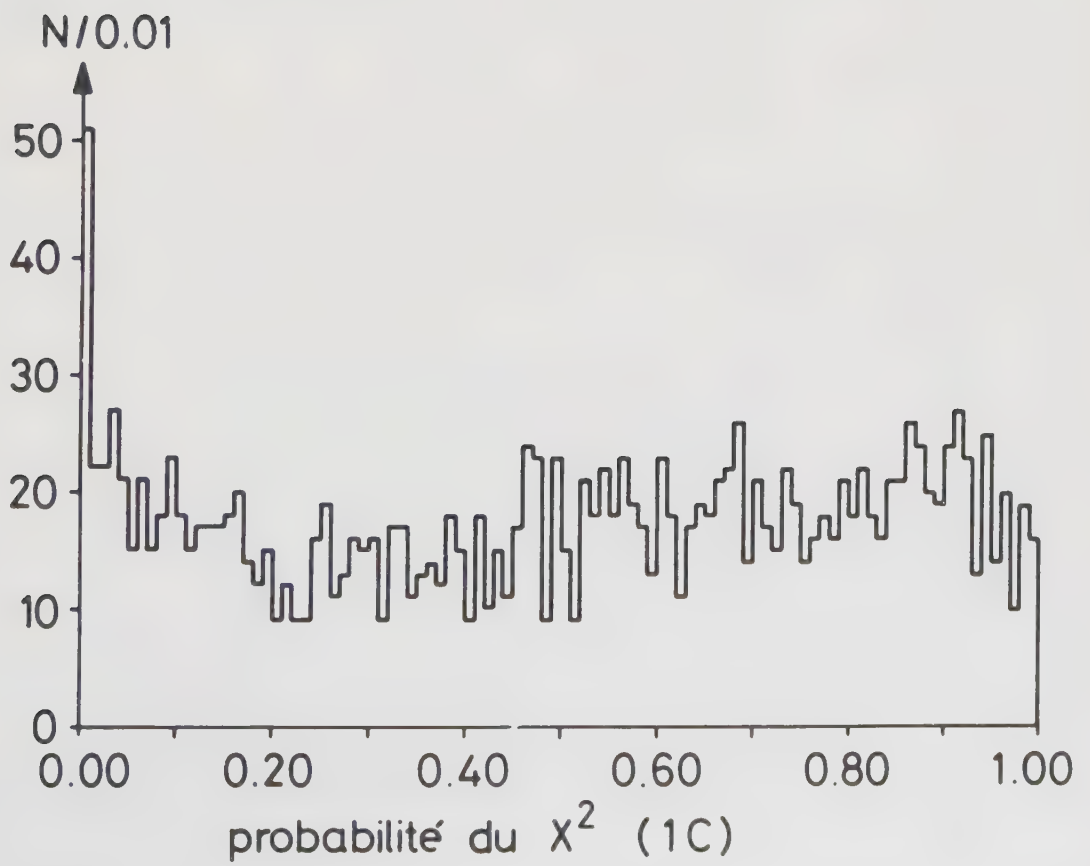
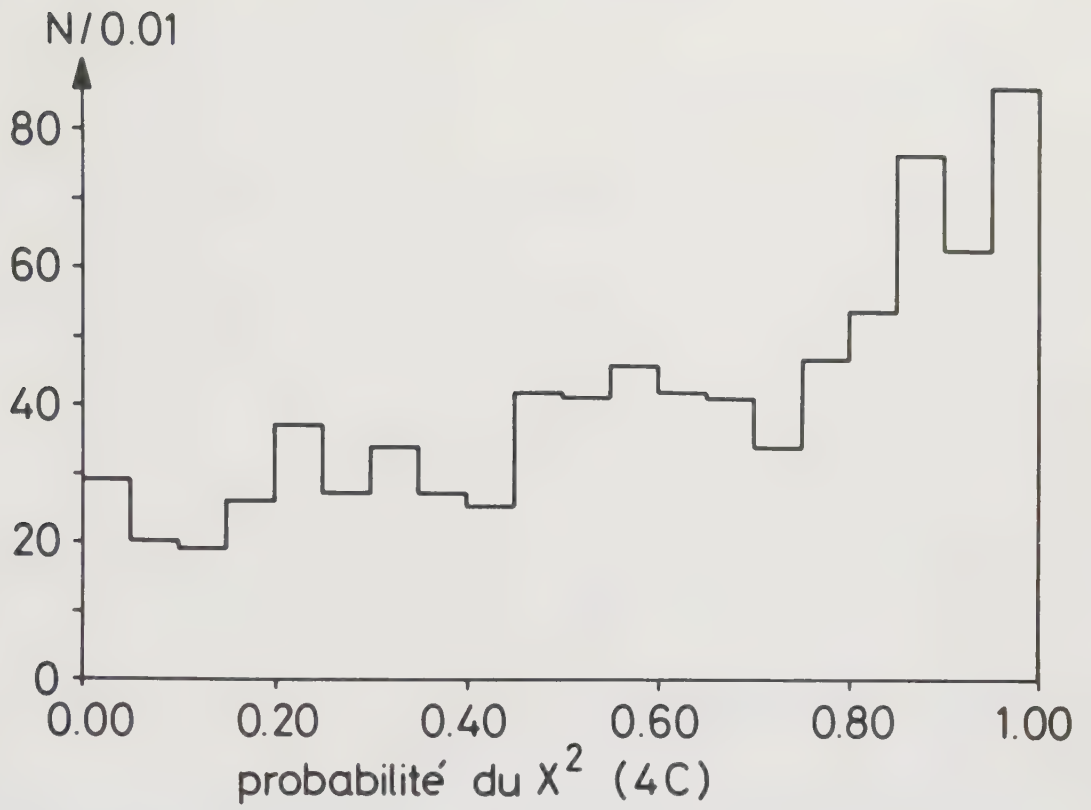


Fig. 6

IV - RESULTATS ET DISCUSSION

1. Impulsions incidentes

La distribution des impulsions de l'antiproton au point d'interaction est présentée à la figure 7.

La largeur à mi-hauteur de chaque pic est de ± 20 MeV/c, ce qui correspond à

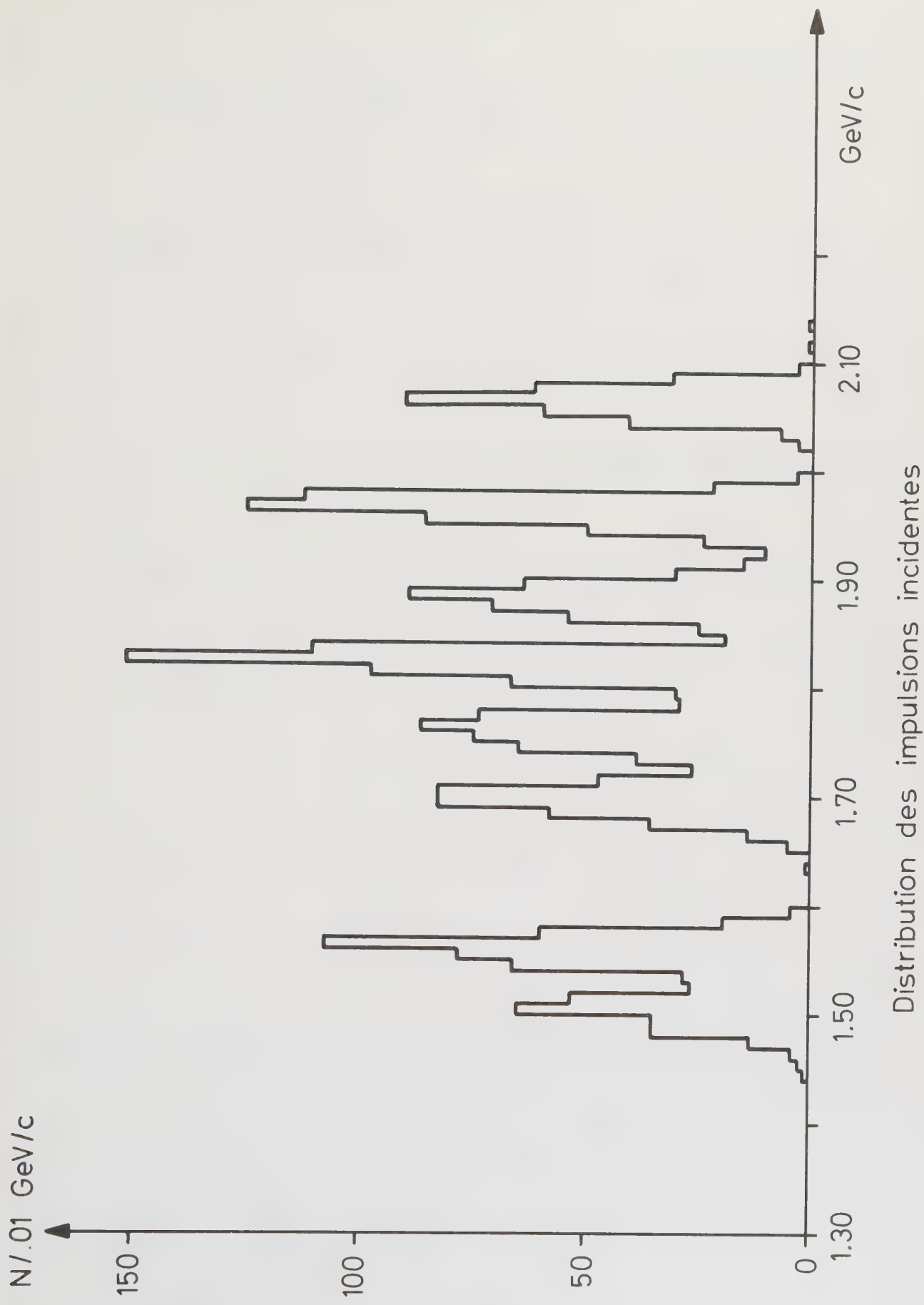
$$\frac{\Delta p}{p} \leq \pm 3\%$$

La variation de l'énergie totale dans le système du centre de masse correspondante est de ± 8 MeV, soit

$$\frac{\Delta E}{E} \leq \pm .5\%$$

Les valeurs moyennes des impulsions incidentes au vertex dans le système du laboratoire et des énergies totales dans le système du centre de masse sont tabulées ci-dessous :

p nominale (GeV/c)	p incidente (GeV/c)	E _{tot} (CM) (MeV)
1.50	1.505	2254
1.56	1.565	2275
1.68	1.700	2325
1.75	1.765	2348
1.80	1.825	2367
1.86	1.885	2388
1.93	1.965	2416
2.04	2.065	2452



Distribution des impulsions incidentes

Fig 7

2. Sections efficaces

Pour chaque réaction physique nous calculons la section efficace à chaque impulsion

$$\sigma_R = N_R / C \quad [C] = \text{evt}/\mu\text{b}$$

où C est la calibration (II.5) et N_R le nombre réel d'événements appartenant à la réaction considérée.

Comment passe-t-on du nombre d'événements observés dans le volume de calibration au nombre réel ?

En plus des facteurs correctifs déjà mentionnés, (voir page 19), il faut tenir compte du taux de désintégration en V^0 de la particule, soit

$$\begin{array}{ll} \frac{\text{désintégration en } V^0}{\text{tous modes de désintégration}} \rightarrow \alpha = .687 \text{ pour } K_1^0 & \\ & \beta = .640 \text{ pour } \Lambda \end{array} \quad (\text{réf. 11})$$

Appelons nombre observé, le nombre corrigé d'événements observés dans le volume de calibration pour une configuration particulière.

a. Pour les configurations contenant $K_1^0 K^\pm$

si n_1 est le nombre observé,

le nombre réel N_S d'événements du type correspondant $K_S^0 K^\pm$ est donné par

$$N_S = \frac{n_1}{\alpha}$$

b. Pour les configurations contenant $K_1^0 K_1^0$

si n_2 est le nombre observé,

le nombre réel N_{SS} d'événements du type physique correspondant, contenant $K_S^0 K_S^0$ est donné par

$$N_{SS} = \frac{n_2}{\alpha^2}$$

c. Les configurations contenant $K_1^0(K^0)$ sont un mélange des réactions physiques du type $K_S^0 K_S^0$ et $K_S^0 K_L^0$.

Si n est le nombre observé des événements d'une de ces configurations,

N le nombre réel correspondant

N_{SL} le nombre réel d'événements du type $K_S^0 K_L^0$

n_2 et N_{SS} définis ci-dessus

on peut écrire
$$n = \alpha N_{SL} + 2\alpha (1 - \alpha) N_{SS}$$

d'où l'on tire
$$N_{SL} = \frac{n}{\alpha} - \frac{2(1-\alpha)}{\alpha^2} n_2$$

Quant aux configurations $\Lambda(\bar{\Lambda})$ et $\Lambda\bar{\Lambda}$, elles conduisent à la même réaction physique $\Lambda\bar{\Lambda} + \text{conjugué de charge}, \Lambda\bar{\Lambda} + cc$. (*)

Si m_1 est le nombre observé d'événements à 1 V^0

m_2 est le nombre observé d'événements à 2 V^0

M le nombre réel d'événements du type $\Lambda\bar{\Lambda} + cc$,

$$m_1 = 2\beta(1-\beta) M$$

$$m_2 = \beta^2 M$$

d'où l'on tire
$$M = \frac{m_1 + m_2}{\beta(2 - \beta)}$$

Le tableau V présente les valeurs des sections efficaces obtenues pour nos différentes réactions à chacune des 8 impulsions initiales des antiprotons. L'erreur est due, pour la plus grande part, à la fluctuation statistique sur les nombres d'événements observés.

Les figures suivantes représentent ces sections efficaces en fonction de l'énergie totale du système $\bar{p}p$, dans le système du centre de masse. Nos valeurs sont représentées par des cercles alors que celles obtenues à des énergies proches par différents groupes sont représentées par des triangles. Le tableau VI donne les références relatives aux différents points.

(*) Pour $\Lambda\bar{\Sigma}^0 + cc$

$$1 V^0 (\Lambda(\bar{\Sigma}^0)) : m_1 = \beta(1-\beta) M$$

$$2 V^0 (\Lambda\bar{\Lambda}(\gamma)) : m_2 = \beta^2 M$$

$$\text{et } M = \frac{m_1 + m_2}{\beta}$$

TABLEAU V

Réaction $\bar{p}p \rightarrow$	Sections efficaces (μb)									
	1.50	1.56	1.68	1.75	1.80	1.86	1.93	2.04		
$K_S^0 K_S^0$	-	5±5	-	-	-	-	-	-	-	-
$K_S^0 K_S^0$	-	1±5	4±4	-	6±4	3±3	-	-	-	-
$K_S^0 K_S^0 \pi^0$	45±23	17±10	28±14	5±5	27±11	10±7	4±4	7±7		
$K_S^0 K_S^+ \pi^-$	180±33	183±26	105±20	98±18	105±17	82±17	79±14	81±19		
$K_S^0 K_S^+ \pi^- \pi^0$	105±32	111±26	117±27	53±16	111±23	74±20	62±16	153±33		
$K_S^0 K_S^+ \pi^- \pi^-$	134±36	191±35	144±30	194±34	143±26	137±27	149±27	133±29		
$K_S^0 K_S^+ \pi^- \pi^0$	405±52	414±42	468±46	352±36	443±39	334±34	313±31	402±44		
$K_S^0 K_S^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	50±22	96±25	89±24	125±27	129±24	154±28	106±21	82±24		
$K_S^0 K_S^+ \pi^- \pi^- \pi^-$	94±24	149±25	126±23	163±25	125±19	131±21	157±21	158±27		
$K_S^0 K_S^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^-$	-	-	-	5±5	10±7	4±4	-	-	-	-
$K_S^0 K_S^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^- \pi^-$	6±6	11±9	14±11	10±7	20±10	6±4	5±4	9±8		
$K_S^0 K_S^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^- \pi^0$	71±24	65±23	102±22	102±20	74±16	92±19	124±20	193±32		
$K_S^0 K_S^+ \pi^- \pi^- \pi^- \pi^- \pi^- \pi^0$	-	-	-	-	-	5±5	4±4	-	-	-
$\Lambda \bar{\Lambda}$	36±12	68±14	92±16	61±12	91±14	90±15	83±13	157±23		
$\Lambda \bar{\Sigma}^0 + cc$	-	-	4±4	24±11	24±10	42±14	58±16	102±23		
$\Lambda \bar{\Lambda} \pi^0$	-	-	-	-	-	-	4±4	-	-	-

TABLEAU VI

Impulsion (GeV/c)	Energie CM (MeV)	Références concernant les sections efficaces des réactions $\bar{p}p \rightarrow$ au moins un K_1^0	Remarque
.700	1990	B.G. Lörstad, Thèse, Université de Paris (1969)	
1.10	2115	J. Galletly, Thèse, Université de Liverpool (1971)	Les trois points de J. Galletly correspondent au point de B. Makowski. Soit l'un, soit les 3 autres figurent sur un graphique.
1.15	2130		
1.18	2145		
1.128	2125	B. Makowski, Thèse, Fac. des Sciences de Paris VI (1972)	
1.20	2150	Compilation of Cross Sections II CERN-HERA 70-3	
1.28	2177	J. Galletly, Thèse, Université de Liverpool (1971)	
1.34	2198		
1.39	2215		
1.47	2243		
1.62	2294	J.W. Chapman, R. Green, J. Lys, C.T. Murphy, H.M. Ring and J.C. Van der Velde Phys. Rev. 4, 1275 (1971)	
1.76	2347		
1.82	2368		
1.88	2389		
1.94	2410		
2.20	2500		
2.50	2600	Compilation of Cross Sections II CERN-HERA 70-3	

D'une manière générale nos résultats sont en accord avec ceux indiqués par d'autres chercheurs.

La figure 8 présente les réactions du canal $KK\pi$ et la figure 9 celles du canal $KK\pi\pi$

Canal $KK\pi\pi\pi$

La figure 10 présente l'allure de la section efficace de la réaction $K_S^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$, monotone en fonction de l'énergie : la figure 11 présente la section efficace de la réaction $K_S^0 K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$. On constate une structure marquée aux environs de 2380 MeV. La distribution de masse effective des 3 pions de cette réaction (figure 12) met en évidence une production de ω dans une proportion d'environ 20%. Une coupure en masse autour de la valeur de la masse du ω ($0.770 \leq m_\omega \leq 0.800$) nous permet de sélectionner les événements appartenant à la bande du ω et d'évaluer ainsi la section efficace de production $K_S^0 K_S^0 \omega$. (Figure 13)

Pour étudier le comportement de cette section efficace dans la région U, nous avons essayé d'ajuster un polynôme de 3ème degré aux points de la figure 13. Le résultat montre que les termes quadratique et cubique sont compatibles avec 0 et conduit à un χ^2 de 26 pour 17 degrés de liberté. Un second essai d'ajustement, celui d'une fonction de Breit-Wigner (M_0, Γ) superposée à une droite donne les résultats suivants : $M_0 = 2420$ et $\Gamma = 119$ MeV avec un χ^2 de 28 pour 16 degrés de liberté.

Ces deux ajustements sont compatibles et ne nous permettent pas de nous prononcer sur l'existence d'une résonance $K_1^0 K_1^0 \omega$, dans la région U.

Mentionnons que dans le canal $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \omega$ Baubilier⁽³¹⁾ signale dans la région T une résonance de masse $M = 2176 \pm 7$ MeV et de largeur $\Gamma = 20$ MeV, non confirmée par Galletly⁽¹⁷⁾ avec une statistique plus importante, incluant celle de Baubilier.

Si l'hypothèse de Baubilier était valide⁽³²⁾, un ajustement avec deux fonctions de Breit-Wigner, l'une dans la région T et l'autre dans la région U serait justifié.

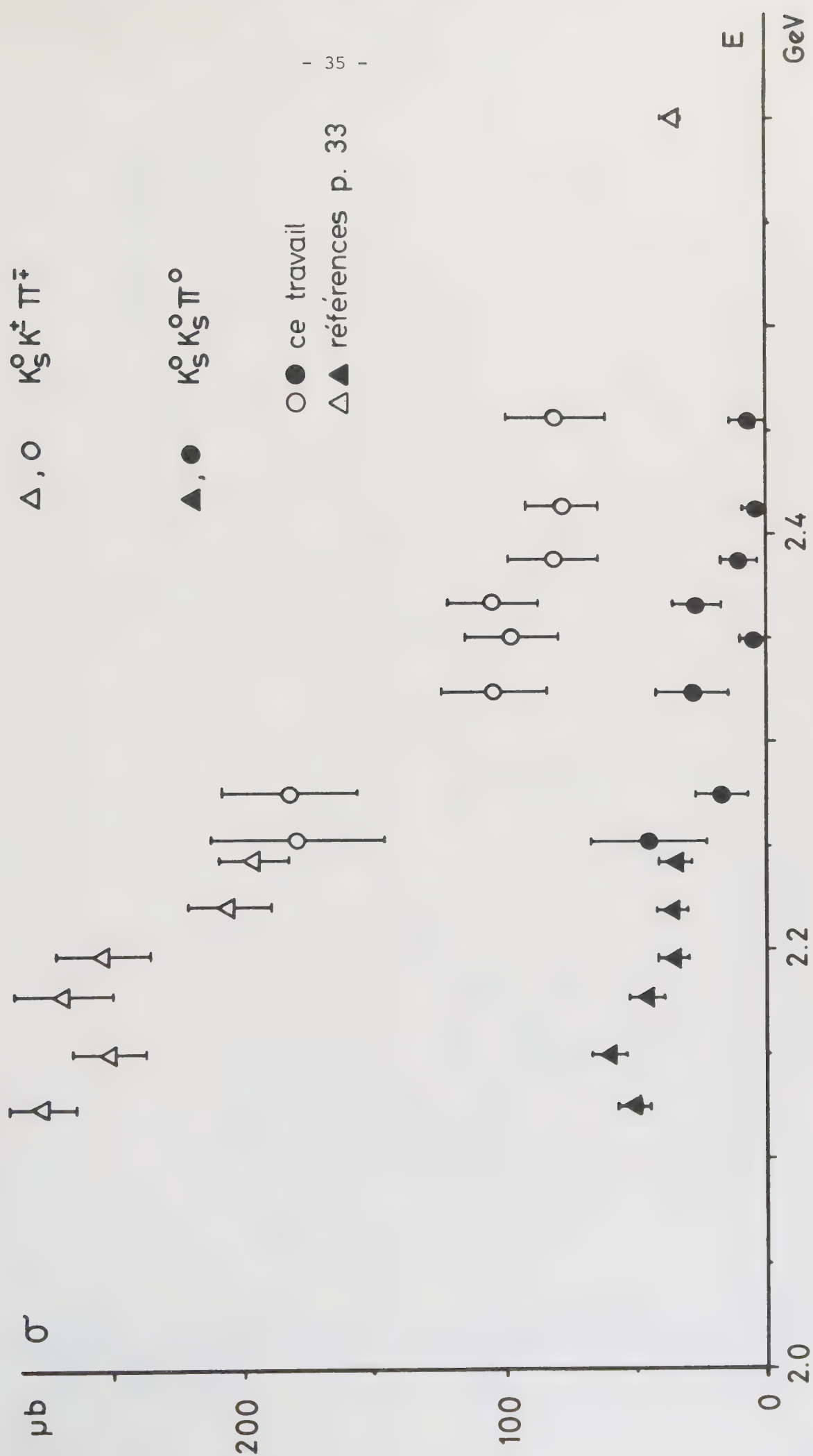


Fig. 8

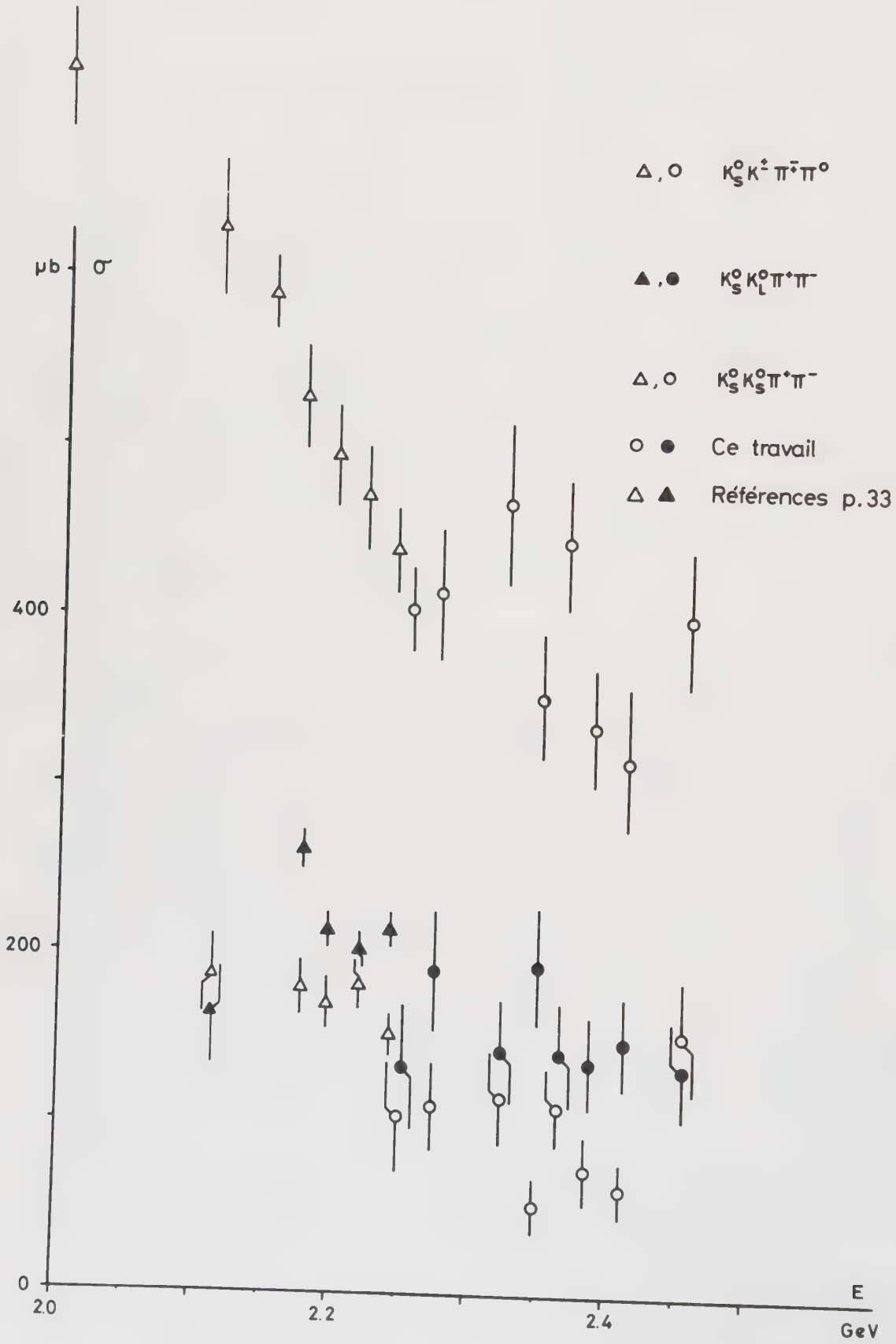


Fig. 9

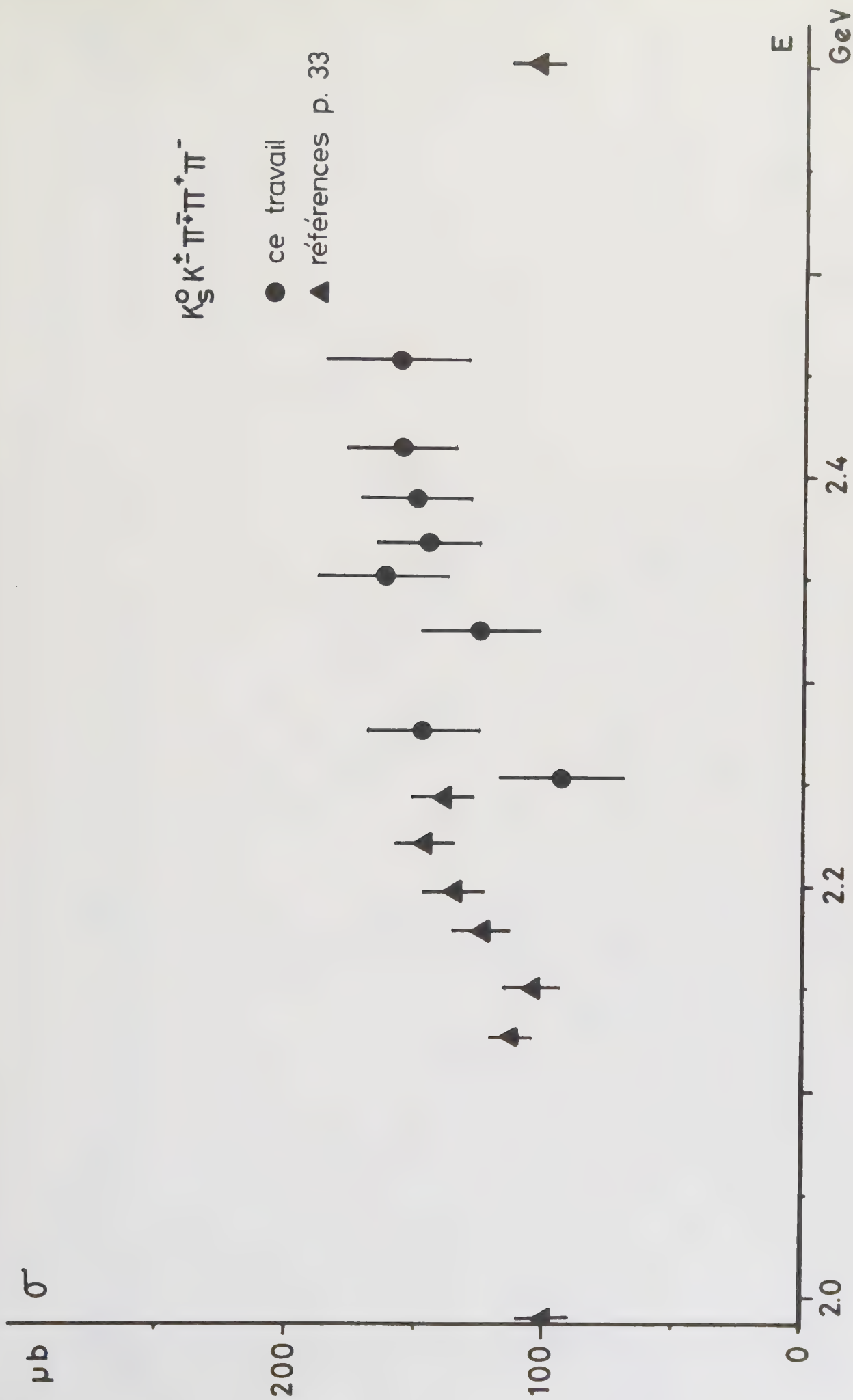


Fig. 10

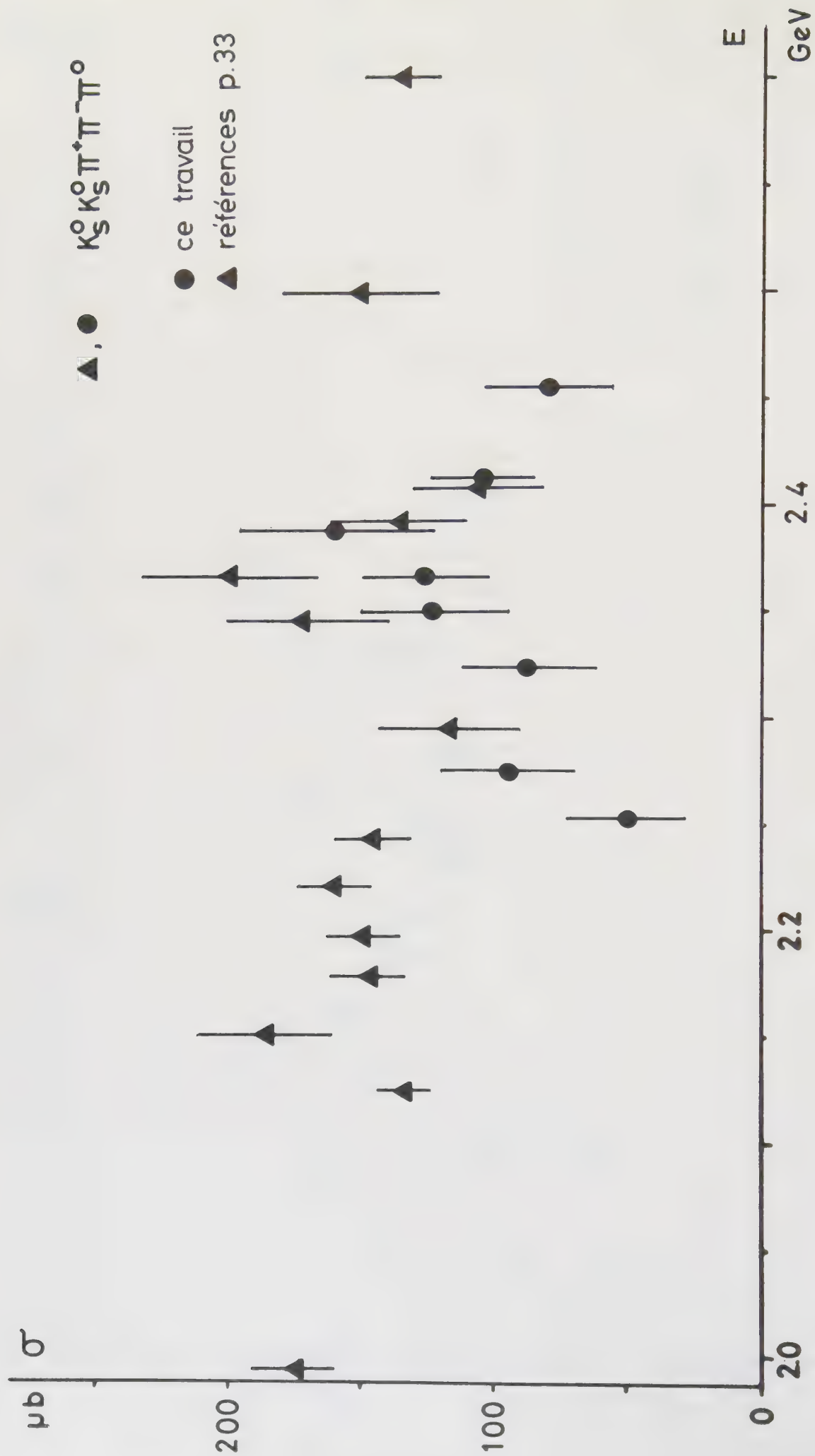


Fig. 11

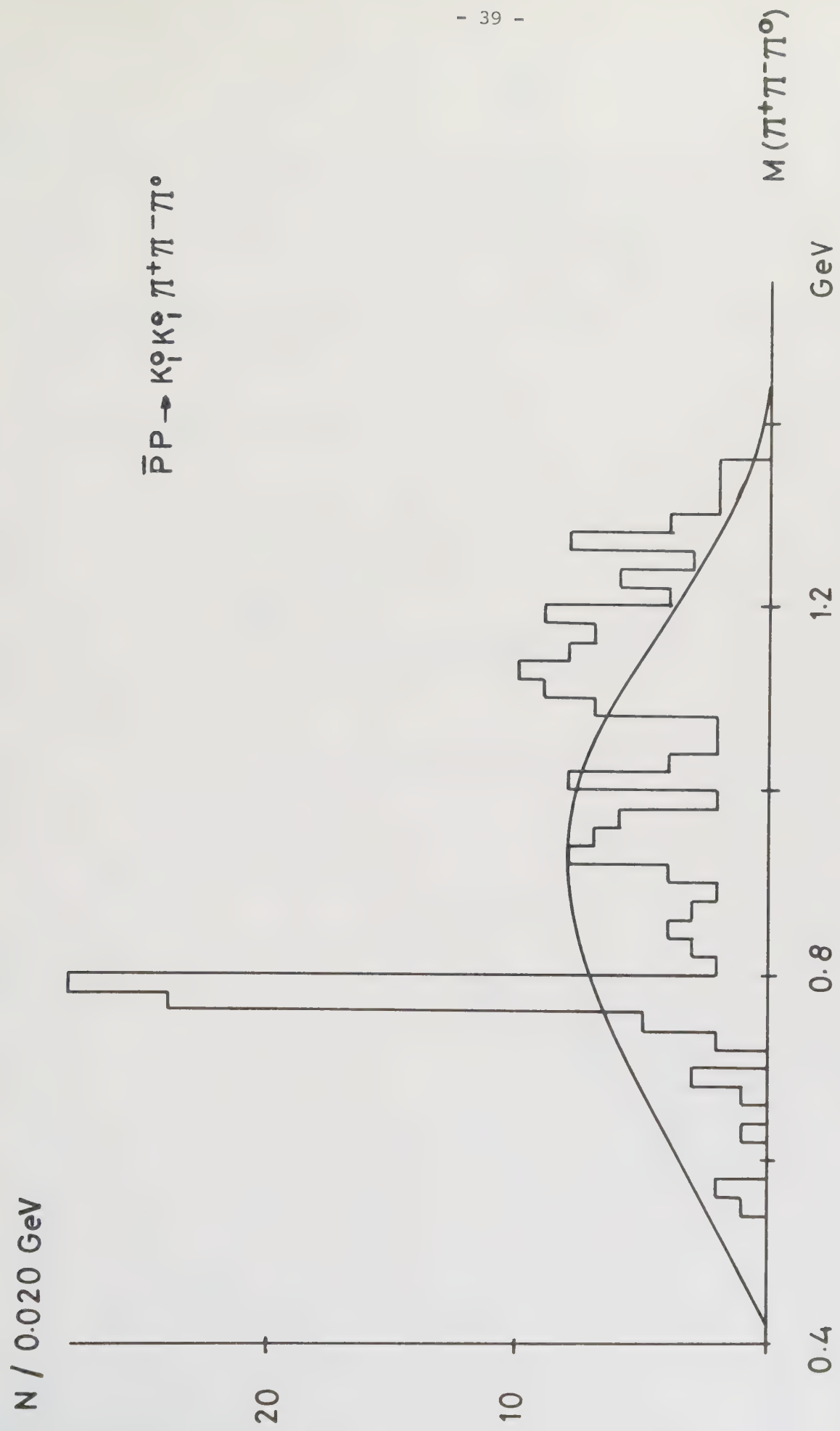


Fig. 12

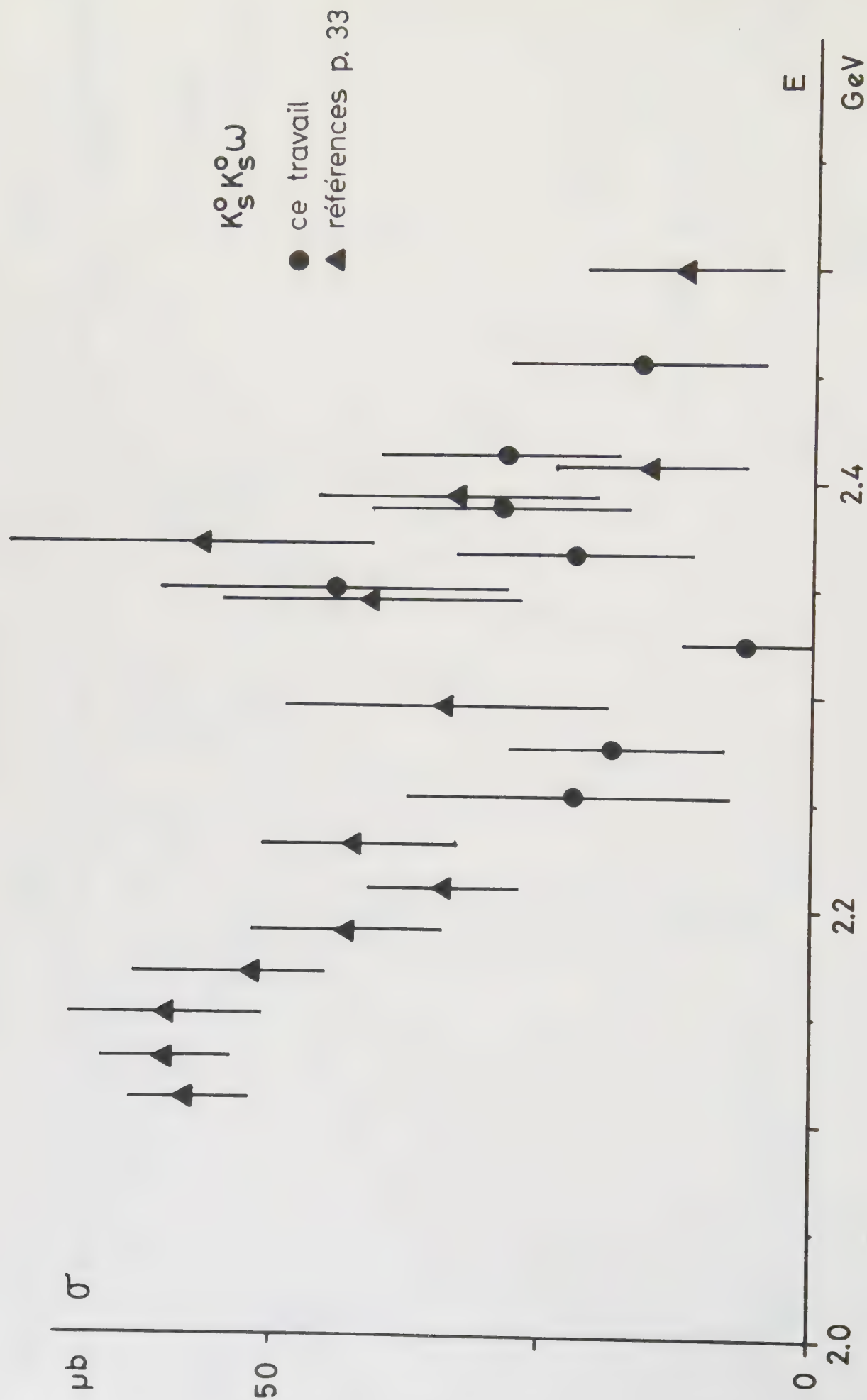


Fig. 13

Le canal $KK4\pi$ est représenté par la réaction $K_S^0 K^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^-$ (figure 14).

La figure 15 présente les sections efficaces des réactions $\Lambda \bar{\Lambda}$ et $\Lambda \bar{\Sigma}^0 + cc$.

Les valeurs des sections efficaces à d'autres énergies se trouvent dans les références ⁽¹²⁾ pour $\Lambda \bar{\Lambda}$ et ⁽¹³⁾ pour $\Lambda \bar{\Sigma}^0$.

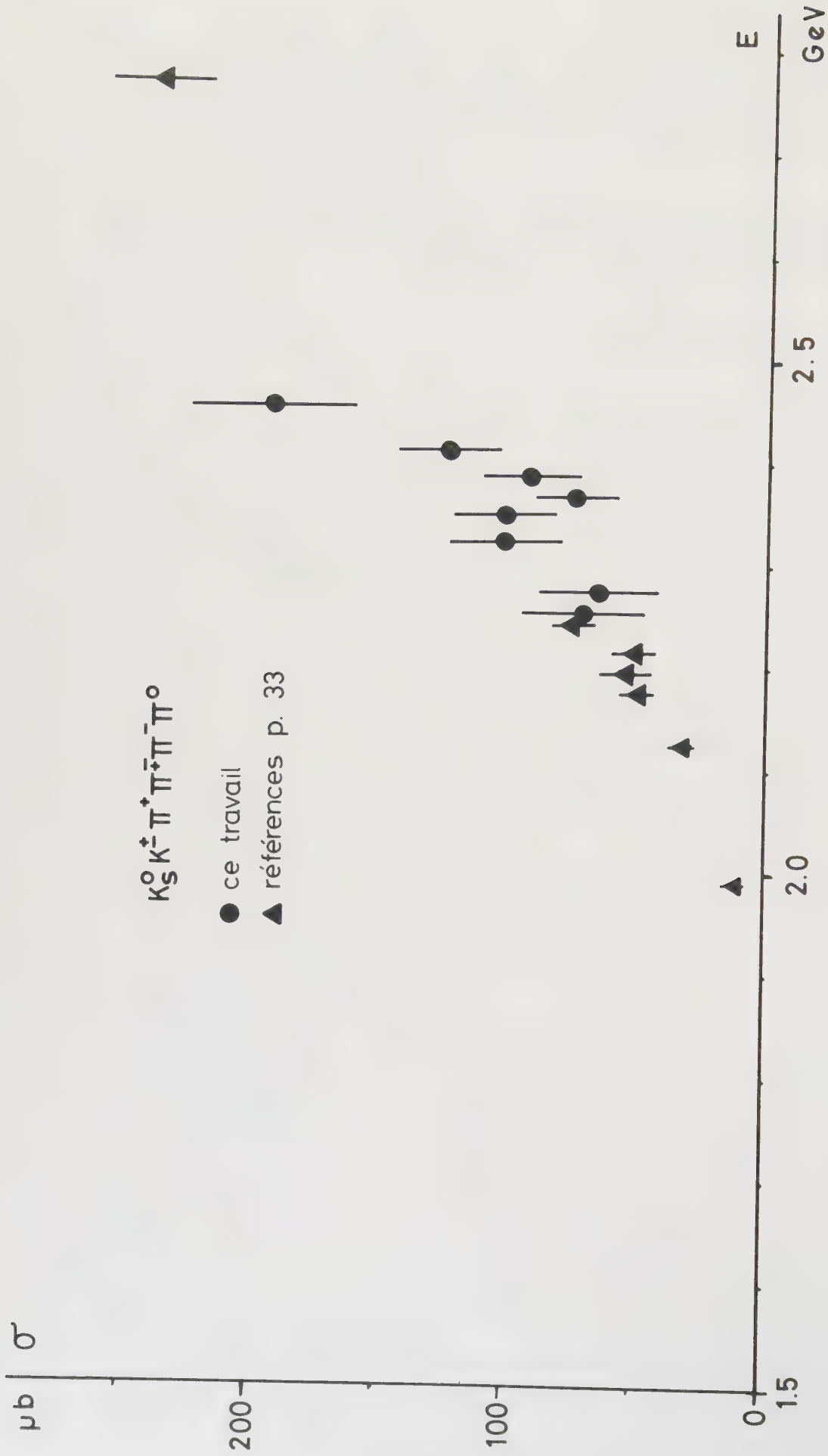


Fig. 14

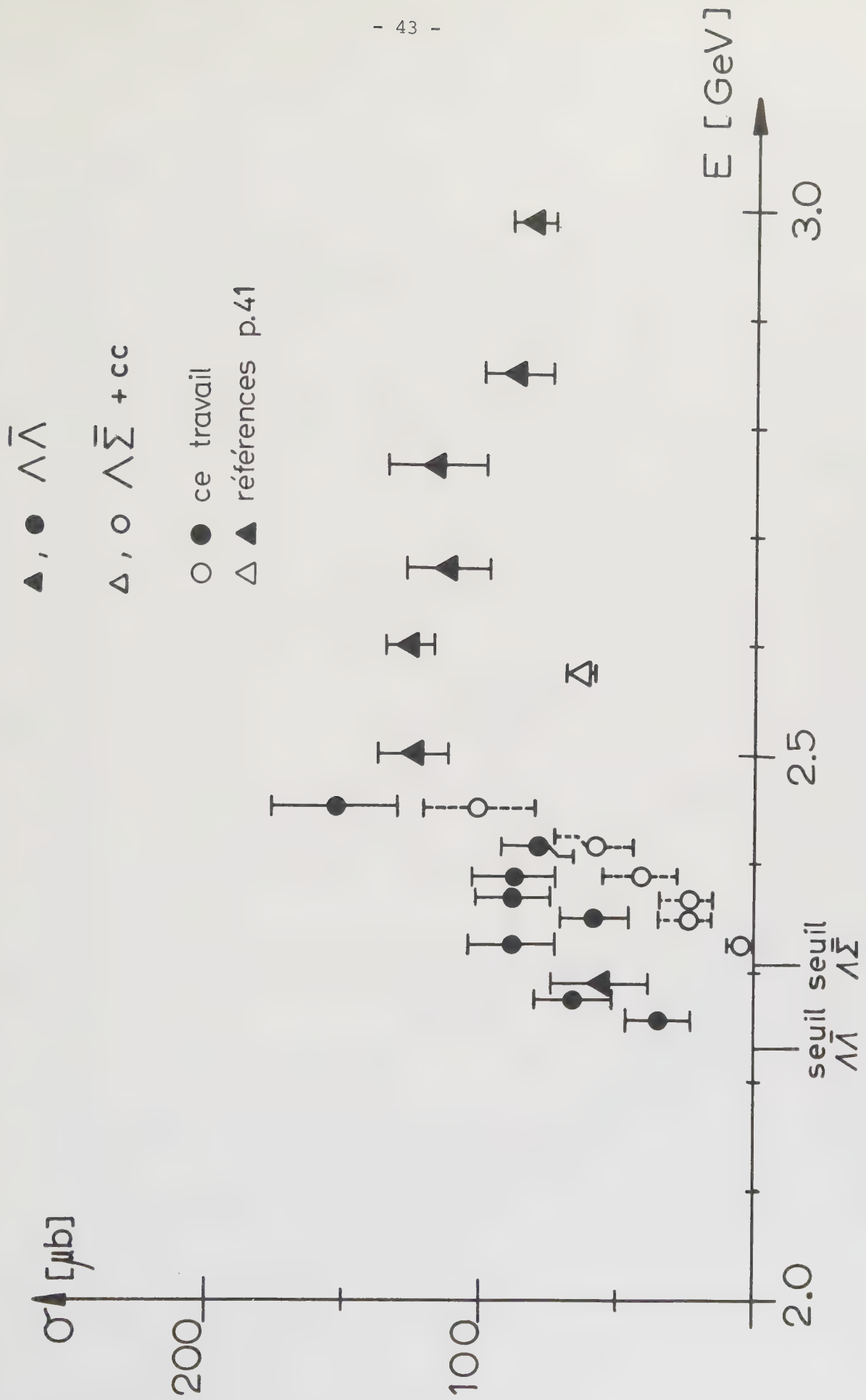
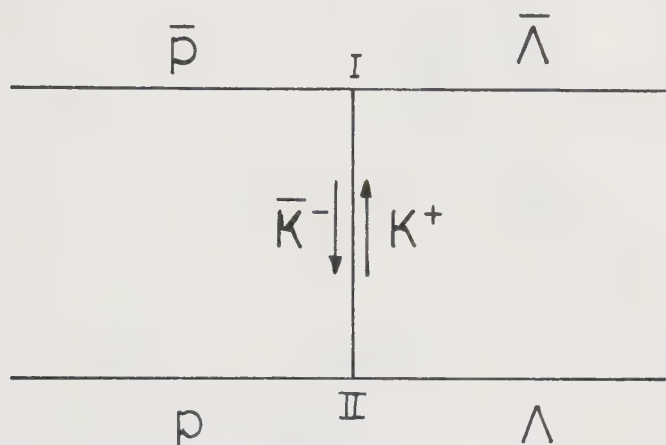


Fig. 15

3. Canal $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$

Distribution angulaire

La figure 16 présente la distribution angulaire du $\bar{\Lambda}$ par rapport à l'anti-proton pour l'ensemble des 290 événements et la figure 17 les distributions angulaires pour chaque impulsion incidente. On y constate le caractère périphérique de la réaction, le $\bar{\Lambda}$ étant émis dans la direction de vol de l'antiproton incident. La réaction peut être schématisée par le diagramme suivant



Les nombres quantiques échangés aux vertex I et II sont ceux du K. Si l'on donne la longueur d'onde de Compton du K :

$$\lambda_C = \frac{1}{m_K} \approx \frac{1}{500} \text{ MeV}^{-1} \approx .4 \text{ fm} \quad (\text{avec } 1 \text{ MeV}^{-1} = 198 \text{ fm})$$

comme longueur d'interaction, le moment angulaire orbital ℓ vaut alors

$$\ell = \lambda_C p_{\Lambda}$$

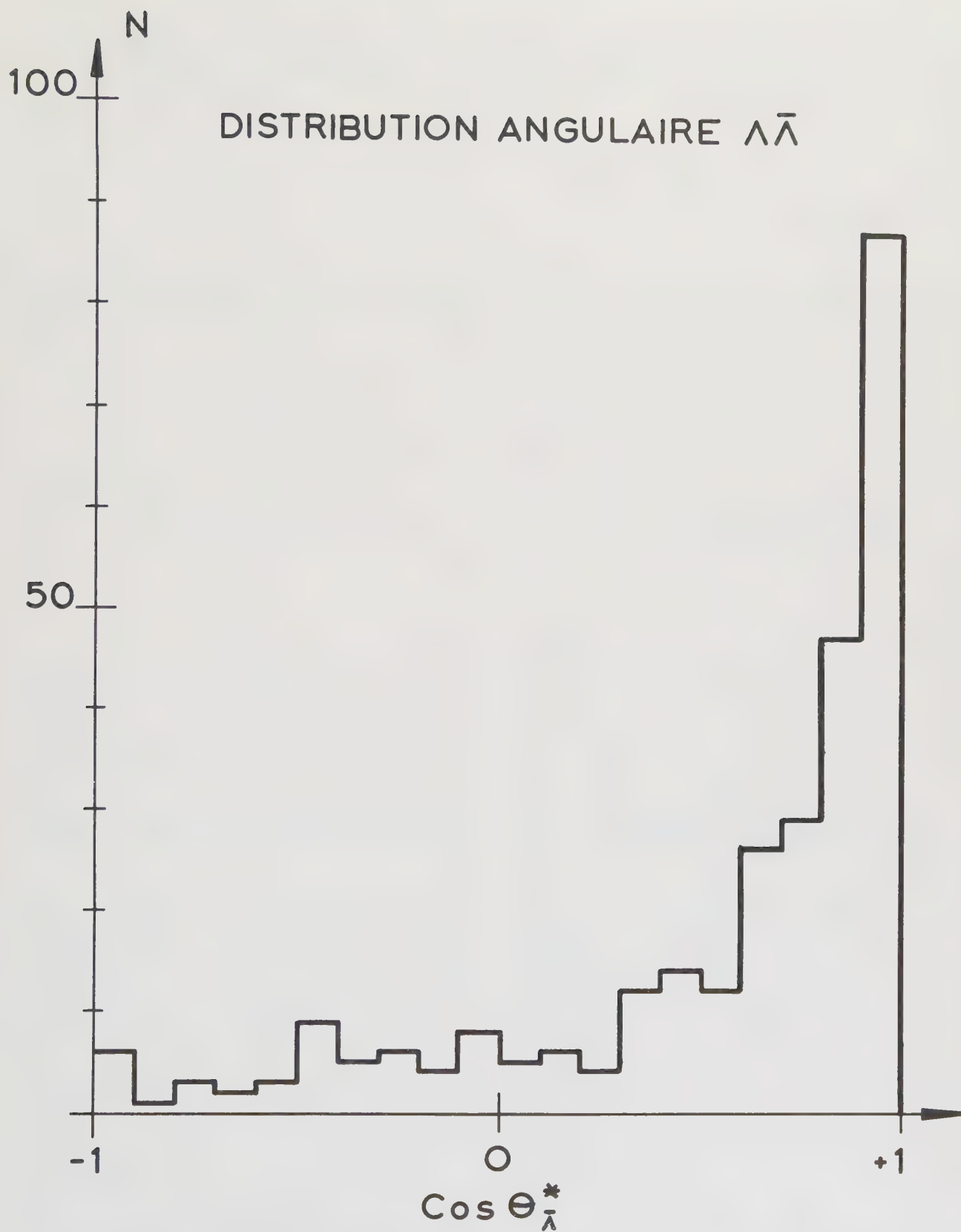


Fig. 16

Distribution angulaire $\Lambda \bar{\Lambda}$

$$\frac{dN}{d \cos. \theta_{\bar{\Lambda}}^*} = f(\cos \theta_{\bar{\Lambda}}^*) \quad \square \text{ 1 évènement}$$

$p_{\text{incidente}} = 1.50 \text{ GeV/c}$

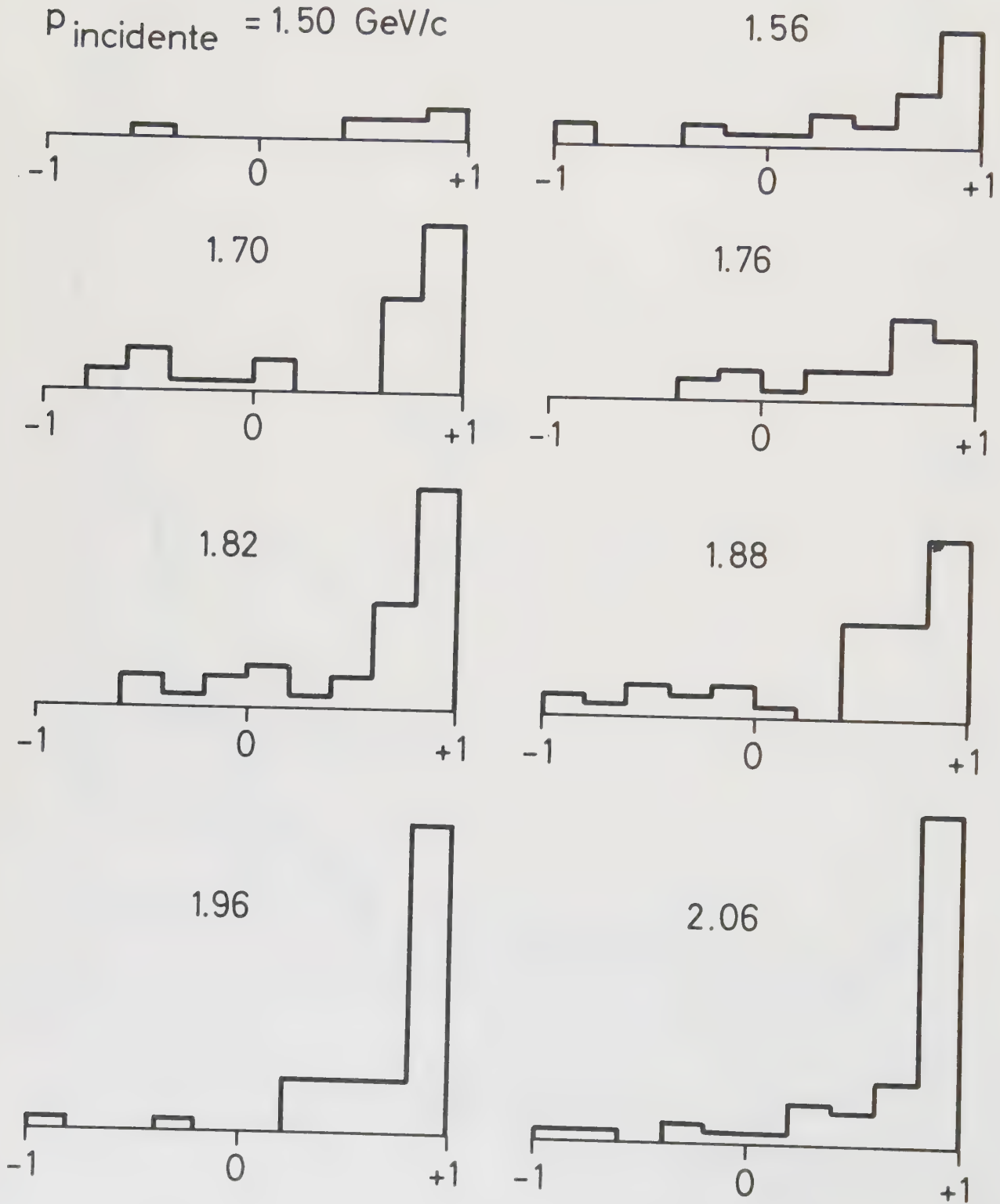


Fig. 17

L'impulsion du Λ vaut 164 MeV/c pour une impulsion incidente de 1.50 GeV/c, et 483 MeV/c pour une impulsion incidente de 2.0 GeV/c. On obtient, dans notre domaine d'impulsion

$$\ell = .3 \text{ à } 1$$

L'adaptation d'un polynôme de la forme $\sum_n a_n \cos^n \theta$ (construit à partir d'une analyse en polynômes de Legendre) à la distribution angulaire expérimentale montre que pour reproduire celle-ci de la manière la plus satisfaisante, un polynôme de degré 4 est nécessaire. La valeur du χ^2 minimum est de 16.97 pour 16 degrés de liberté.

Ainsi, des ondes de moments angulaires $\ell = 0, 1$ et 2 sont à considérer.

D'un point de vue général, précisons que le modèle d'échange à une particule ne constitue que le premier pas dans l'analyse des systèmes de production périphériques : des modèles plus raffinés qui tiennent compte des interactions entre particules incidentes avant l'échange (diffusion diffractive⁽²¹⁾) ou des autres réactions inélastiques pouvant se produire à plus haute énergie (absorption⁽²²⁾) ont été introduits.

Pour les réactions $\bar{\Lambda}\Lambda$ et $\Lambda\bar{\Sigma}$ une étude⁽²³⁾ basée sur le modèle des pôles de Regge, qui tient compte de l'échange, non plus de particules mais des trajectoires du $K, K^*(890), K_N(1420)$ rend compte du comportement de la section efficace entre 3 et 7 GeV/c.

Polarisation et corrélation

Dans les doubles réactions à 2 corps, la distribution des particules de la seconde réaction doit être symétrique par rapport au plan de production de la première réaction, ceci en conséquence de la conservation de la parité.

Comme la désintégration du Λ viole la parité, l'étude de la production du Λ et de sa désintégration permet de déterminer la polarisation et les paramètres de corrélation de spin à partir des distributions des produits de désintégration.

Durand III et Sandweiss⁽¹⁴⁾ montrent que la matrice de transition qui conduit de l'état $\bar{p}p$ à l'état $\bar{\Lambda}\Lambda$ est complètement déterminée par les vecteurs de polarisation $\vec{P}_{\bar{\Lambda}}$ et $\vec{P}_{\Lambda}$ et les paramètres de corrélation de spin C_{ij} .

De manière plus concrète, définissons les systèmes de référence suivants (figure 18) :

Le système du centre de masse de la réaction $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Lambda}\Lambda$ définit le plan de production, avec

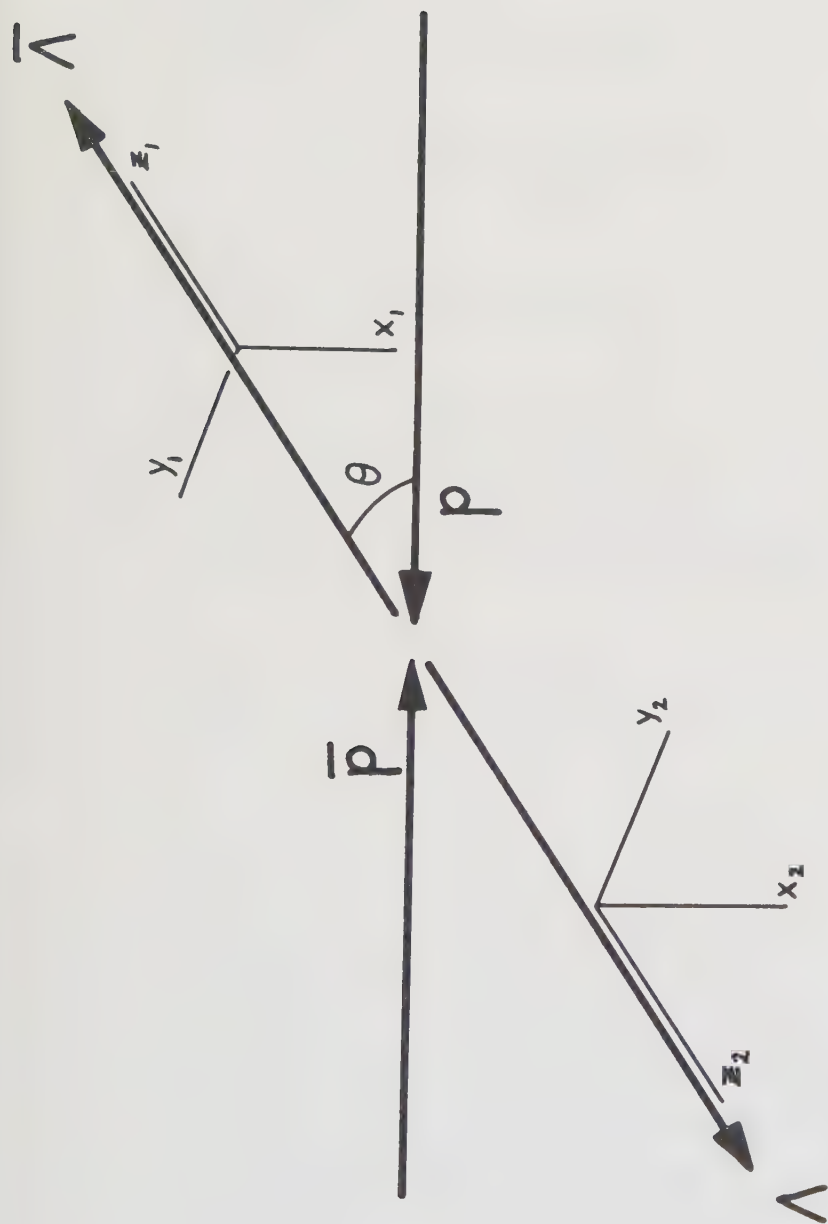
θ angle de production et $d\Omega$ angle solide de production.

Le système du centre de masse du $\bar{\Lambda}$ (coordonnées x_1, y_1, z_1) et le système du centre de masse du Λ (coordonnées x_2, y_2, z_2) :

$x_1 = x_2$ est perpendiculaire au plan de production, avec orientation selon $\vec{p}_p \wedge \vec{p}_{\bar{\Lambda}}$
 z_1, z_2 le long des lignes de vol du $\bar{\Lambda}$, respectivement du Λ
 y_1, y_2 complètent les trièdres.

Dans les systèmes du $\bar{\Lambda}$ et du Λ on définit un vecteur unité $\hat{\pi}$, le long de la direction du pion de désintégration :

$$\hat{\pi}^+ = \vec{p}_{\pi^+} / |\vec{p}_{\pi^+}| \quad \hat{\pi}^- = \vec{p}_{\pi^-} / |\vec{p}_{\pi^-}|$$



$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega dp d\Omega_2} = \text{Cte} \frac{d\sigma}{d\Omega} \left[1 + \alpha_{\lambda^-} (\vec{P}_{\lambda^-} \cdot \hat{j}^+) + \alpha_{\lambda^+} (\vec{P}_{\lambda^+} \cdot \hat{j}^-) + \alpha_{\lambda^-} \alpha_{\lambda^+} \sum_{ij} \pi_i^+ C_{ij} \pi_j^- \right]$$

Fig. 18

Les composantes des vecteurs $\hat{\pi}^+$ et $\hat{\pi}^-$ s'expriment au moyen de l'angle polaire θ et de l'azimut ϕ .

Comme le montrent Durand et Sandweiss, la section efficace différentielle pour que l'antilambda soit produit dans l'angle solide $d\Omega$ et que les pions de désintégration de $\bar{\Lambda}$ et Λ soient émis respectivement dans les angles solides $d\Omega_1$ et $d\Omega_2$, est donnée par

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega d\Omega_1 d\Omega_2} = c \frac{d\sigma}{d\Omega} \left[1 + \alpha_{\bar{\Lambda}} (\vec{P}_{\bar{\Lambda}} \cdot \hat{\pi}^+) + \alpha_{\Lambda} (\vec{P}_{\Lambda} \cdot \hat{\pi}^-) + \alpha_{\Lambda} \alpha_{\bar{\Lambda}} \sum_{ij} \pi_i^+ C_{ij} \pi_j^- \right]$$

$\alpha_{\Lambda, \bar{\Lambda}}$ est le paramètre d'asymétrie de la désintégration du Λ , $\bar{\Lambda}$ et sa valeur est $|\alpha| = .645 \pm .016^{(11)}$.

L'ensemble des composantes des vecteurs de polarisation $\vec{P}_{\bar{\Lambda}}$ et $\vec{P}_{\Lambda}$ (6 variables) et des paramètres de corrélation de spin, C_{ij} (9 variables) peut être simplifié grâce aux lois de conservation.

Sous CP : $\alpha_{\Lambda} = -\alpha_{\bar{\Lambda}}$

Sous C : $C_{ij} = C_{ji}$
 $\vec{P}_{\Lambda} = \vec{P}_{\bar{\Lambda}} = \vec{P}$

Sous P (conservée lors de la production) :

$$\begin{aligned} P_z &= P_y = 0 \\ C_{xy} &= C_{yx} = 0 \\ C_{xz} &= C_{zx} = 0 \end{aligned}$$

Restent 5 coefficients : $P_x, C_{xx}, C_{yy}, C_{zz}, C_{yz}$ qui sont des fonctions de l'énergie totale et des angles de production.

Pour la suite des calculs nous conserverons $P_x(\Lambda)$ et $P_x(\bar{\Lambda})$ séparés, vu les différentes topologies à traiter : $\Lambda\bar{\Lambda}$, $\Lambda(\bar{\Lambda} \text{ non vu})$ ou $\bar{\Lambda}(\Lambda \text{ non vu})$.

Dans le but de déterminer les valeurs de ces 5 coefficients à partir de nos mesures, nous regroupons les résultats relatifs aux 8 impulsions incidentes et les comparons à l'expression de la page 50 intégrée sur l'angle de production θ . Les coefficients obtenus seront donc des moyennes sur l'énergie et sur les angles :

$$\frac{d^4N}{d\Omega_1 d\Omega_2} = \text{Cste} \left| 1 - \alpha(P_X(\bar{\Lambda})\pi_X^+ - P_X(\Lambda)\pi_X^-) - \alpha^2 \{ C_{XX}\pi_X^+\pi_X^- + \right.$$

$$\left. + C_{YY}\pi_Y^+\pi_Y^- + C_{ZZ}\pi_Z^+\pi_Z^- + C_{YZ}(\pi_Y^+\pi_Z^- + \pi_Z^+\pi_Y^-) \} \right|$$

La formule développée devient :

$$\frac{d^4N}{\sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1 \sin\theta_2 d\theta_2 d\phi_2} = \text{Cste} \left[1 - \alpha(P_X(\bar{\Lambda})\sin\theta_1 \cos\phi_1 - P_X(\Lambda)\sin\theta_2 \cos\phi_2) \right.$$

$$\left. - \alpha^2 \{ C_{XX}\sin\theta_1 \cos\phi_1 \sin\theta_2 \cos\phi_2 + C_{YY}\sin\theta_1 \sin\phi_1 \sin\theta_2 \sin\phi_2 + C_{ZZ}\cos\theta_1 \cos\theta_2 \right.$$

$$\left. + C_{YZ}(\sin\theta_1 \sin\phi_2 \cos\theta_2 + \sin\theta_2 \sin\phi_2 \cos\theta_1) \} \right]$$

Pour la suite, nous procédons comme suit : isoler un coefficient par intégration d'une certaine variable dans des limites adéquates. Le coefficient ainsi isolé caractérisera une asymétrie angulaire, et qui pourra de cette façon être déterminé expérimentalement.

Le tableau VII définit les variables et leur domaine d'intégration ainsi que l'expression obtenue pour les coefficients.

TABLEAU VII

Variables	N ₁	N ₂	N ₃	N ₄	Coefficients
cos φ ₁	+	-	+	-	$P(\bar{\Lambda}) = \frac{2}{\alpha} \frac{(N_2 + N_4) - (N_1 + N_3)}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4}$
cos φ ₂	+	-	-	+	$P(\Lambda) = \frac{2}{\alpha} \frac{(N_1 + N_4) - (N_2 + N_3)}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4}$
cos φ ₁ cos φ ₂	+	-	+	-	$C_{xx} = \frac{4}{\alpha^2} \frac{(N_4 + N_3) - (N_2 + N_1)}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4}$
sin φ ₁ sin φ ₂	+	-	+	-	$C_{yy} = \frac{4}{\alpha^2} \frac{(N_4 + N_3) - (N_2 + N_1)}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4}$
cos θ ₁ cos θ ₂	+	-	+	-	$C_{zz} = \frac{4}{\alpha^2} \frac{(N_1 + N_2) - (N_3 + N_4)}{N_1 + N_2 + N_3 + N_4}$
sin φ ₁ sin φ ₂ cos θ ₁ cos θ ₂	N ₁₁ N ₁₂ N ₂₁ N ₂₂ N ₃₃ N ₃₄ N ₄₃ N ₄₄	N ₁₁ N ₁₂ N ₂₁ N ₂₂ N ₃₃ N ₃₄ N ₄₃ N ₄₄	N ₁₁ N ₁₂ N ₂₁ N ₂₂ N ₃₃ N ₃₄ N ₄₃ N ₄₄	N ₁₁ N ₁₂ N ₂₁ N ₂₂ N ₃₃ N ₃₄ N ₄₃ N ₄₄	$C_{yz} = \frac{2}{\alpha^2} \frac{(N_{11} - N_{12}) + (N_{22} - N_{21}) - (N_{33} - N_{34}) - (N_{44} - N_{43})}{N_{11} + N_{12} + N_{21} + N_{22} + N_{33} + N_{34} + N_{44} + N_{43}}$

Nous obtenons pour la polarisation

$P(\bar{\Lambda}) = .31 \pm .18$ $\bar{P} = .17 \pm .12$	$P(\Lambda) = .03 \pm .18$
--	----------------------------

A 2.3 GeV/c, Badier⁽¹³⁾ obtient

$$P(\bar{\Lambda}) = .07 \pm .16 \quad \text{et} \quad P(\Lambda) = -.30 \pm .16$$

soit en moyenne

$$\bar{P} = -.11 \pm .11$$

A 5.7 GeV/c, Atherton⁽¹⁵⁾ obtient $P = .14 \pm .15$

Nous obtenons pour les coefficients de corrélation

$C_{xx} = .76 \pm .79$ $C_{yy} = -1.63 \pm .78$ $C_{zz} = -.96 \pm .79$ $C_{yz} = -.43 \pm .52$

Badier⁽¹³⁾ obtient

à 2.3 GeV/c

$$C_{xx} = .27 \pm .45$$

$$C_{yy} = -.90 \pm .45$$

$$C_{zz} = -.66 \pm .45$$

$$C_{yz} = -.63 \pm .32$$

Atherton⁽¹⁵⁾ obtient

à 5.7 GeV/c

$$C_{xx} = 2.3 \pm .6$$

$$C_{yy} = .5 \pm .6$$

$$C_{zz} = -1.6 \pm .6$$

$$C_{yz} = -.5 \pm .36$$

La quantité $C = \langle \vec{\sigma}_{\bar{\Lambda}} \cdot \vec{\sigma}_{\Lambda} \rangle = C_{xx} - C_{yy} - C_{zz}$ prend la valeur -3 pour l'état singulet et la valeur +1 pour l'état triplet.

$S = \frac{1}{4} (1 - C_{xx} + C_{yy} + C_{zz})$ donne la proportion de paires $\bar{\Lambda}\Lambda$ dans un état singulet. (*)

$$S = -.58 \pm .35$$

soit $S < 10\%$ à un niveau de confiance de 90%; Badier donne $S < 20\%$ et Atherton $S < 15\%$, ces deux valeurs à un niveau de confiance de 90%.

(*) S donne directement la proportion de la transition singulet-singulet parce que les transitions singulet-triplet sont interdites (conservation de CP).

4. Canal $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^0$

Cette réaction permet une analyse de l'état initial $\bar{p}p$:

L'état initial possède les nombres quantiques d'un système de deux fermions :

- spin S $S = 0$ ou 1
- moment angulaire orbital L
- moment angulaire total J $|L-S| \leq J \leq |L+S|$
- parité P $P = \eta_{\bar{p}} \eta_p (-1)^L = (-1)^{L+1}$
(parité intrinsèque $\eta_p = 1$)
- conjugaison de charge C $C = (-1)^{L+S}$

L'état final possède les nombres quantiques caractéristiques d'un système de deux bosons :

- spin $S_f = 0$ (dans ce cas)
- moment angulaire orbital ℓ
- moment angulaire total $J_f = \ell$
- parité $P_f = \eta_1 \eta_2 (-1)^\ell = (-1)^\ell$ ($\eta_1 = \eta_2 = -1$)
- conjugaison de charge $C_f = (-1)^\ell$

L'état final $K^0 \bar{K}^0$ est observé à travers les deux états de désintégration, soit $K_1^0 K_1^0$ et $K_1^0 K_2^0$ où le K_1^0 et le K_2^0 sont des combinaisons linéaires de K^0 et de $\bar{K}^0$. Ces combinaisons sont des états propres de $CP^{(*)}$:

$$K_1^0 = (K^0 + \bar{K}^0) / \sqrt{2} \quad \text{avec} \quad CP = +1$$

$$K_2^0 = (K^0 - \bar{K}^0) / \sqrt{2} \quad \text{avec} \quad CP = -1$$

L'application des lois de conservation nous donne les relations suivantes entre les nombres quantiques de l'état initial et ceux de l'état final :

$$\text{sous C} \quad (-1)^{L+S} = (-1)^\ell \quad \ell = L \pm S$$

$$\text{sous P} \quad (-1)^{L+1} = (-1)^\ell \quad \ell = L \pm 1$$

Ces relations nous donnent les moments angulaires possibles pour les états finals.

(*) Nous négligeons ici la faible violation de CP

De plus, la conjugaison de charge nous donne les informations suivantes :

$$C (K_1^0 K_1^0) = (K_1^0 K_1^0)$$

$$C (K_2^0 K_2^0) = (K_2^0 K_2^0)$$

c'est-à-dire $C = +1$
d'où ℓ pair

tandis que $C (K_1^0 K_2^0) = -(K_1^0 K_2^0)$

c'est-à-dire $C = -1$
d'où ℓ impair

Le tableau VIII rassemble les informations concernant les états initial et final. Il en ressort que

- à l'état final $K_1^0 K_1^0$ correspondent des moments angulaires L impairs de l'état initial (ondes P, F, ...), alors que

- à l'état final $K_1^0 K_2^0$ correspondent des moments angulaires L pairs de l'état initial (ondes S, D, G, ...)

Les nombres d'événements observés (et corrigés selon III.5) N_2 (topologie OBR 2 V^0) et N_1 (topologie OBR 1 V^0) sont à relier aux nombres d'événements produits dans chaque état final, N_L correspondant à l'état $K_1^0 K_1^0 + K_2^0 K_2^0$ et N_U à l'état $K_1^0 K_2^0$ (voir IV.2)

$$N_2 = \frac{1}{2} \alpha^2 N_L$$

et
$$N_1 = \frac{1}{2} 2\alpha(1-\alpha) N_L + \alpha N_U$$

(le facteur $\frac{1}{2}$ provenant du fait que l'état $K_2^0 K_2^0$ n'est pas détecté).

On définit
$$R = \frac{N_L}{N_L + N_U} = \frac{2N_2}{\alpha(N_1 + 2N_2)}$$

le rapport R correspondant à la proportion d'ondes impaires de l'état initial dans la production.

Avec 1 événement du type $K_1^0 K_1^0$ et 5 événements du type $K_1^0 (K^0)$ nous obtenons $R = (45 \pm 50) \%$.

En ajoutant 4 événements du type $K_1^0 (K^0)$ provenant du lot de nos collègues de Liverpool, $R = (29 \pm 30) \%$.

TABLEAU VIII

Poids statistique des états singulet et triplet : mul- tiplicité (2J+1)	état initial					état final : états observés après désintégration	
	($\bar{p}p$)	S	L	J	P	C	ℓ (interdits par P ou C)
1/4 3/4	1S_0	0	0	0	-	+	0 P — — —
	3S_1	1	0	1	-	-	1 — — C — — $K_1^0 K_2^0$
1/4 1/12 3/12 5/12	1P_1	0	1	1	+	-	1 P — — — — —
	3P_0	1	1	0	+	+	0 — — — — — $K_1^0 K_1^0$ — C —
	3P_1	1	1	1	+	+	1 P — — — — —
	3P_2	1	1	2	+	+	2 — — — — — $K_1^0 K_1^0$ — C —
1/4 3/20 5/20 7/20	1D_2	0	2	2	-	+	2 P — — — — —
	3D_1	1	2	1	-	-	1 — — — — — $K_1^0 K_2^0$ — C —
	3D_2	1	2	2	-	-	2 P — — — — —
	3D_3	1	2	3	-	-	3 — — — — — $K_1^0 K_2^0$ — C —
1/4 5/28 7/28 9/28	1F_3	0	3	3	+	-	3 P — — — — —
	3F_2	1	3	2	+	+	2 — — — — — $K_1^0 K_1^0$ — C —
	3F_3	1	3	3	+	+	3 P — — — — —
	3F_4	1	3	4	+	+	4 — — — — — $K_1^0 K_1^0$ — C —
1/4 7/36 9/36 11/36	1G_4	0	4	4	-	+	4 P — — — — —
	3G_3	1	4	3	-	-	3 — — — — — $K_1^0 K_2^0$ — C —
	3G_4	1	4	4	-	-	4 P — — — — —
	3G_5	1	4	5	-	-	5 — — — — — $K_1^0 K_2^0$ — C —

Si l'on ne considère que la présence d'ondes S et P, en tenant compte de leur poids statistique (proportion de l'état singulet ou triplet), on obtient

$$R_{S,P} = \frac{\text{ondes P}}{\text{ondes (S+P)}} = (21 \pm 11) \%$$

Adamson⁽¹⁰⁾ donne, à 1,2 GeV/c, $R_{S,P} = (44 \pm 10) \%$.

Lörstad⁽¹⁶⁾, à 700 MeV/c, analyse la distribution angulaire du K_1^0 par rapport à l'antiproton et l'ajuste avec un polynôme en $\cos \theta$ d'ordre 4, ce qui implique la présence d'ondes de moments angulaires $L = 0, 1$ ou 2 . Il donne pour le rapport R la valeur $R = (12 \pm 7) \%$.

5. Canal $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^-$

Une réaction à trois corps est étudiée aisément sur un diagramme de Dalitz où chaque événement est représenté par un point de coordonnées M_{12}^2 et M_{13}^2 par exemple. Les M_{ij}^2 sont les masses effectives au carré. Avec E_i , p_i , m_i qui sont les énergie, impulsion et masse de la ième particule et E , l'énergie totale du système, on obtient :

$$\begin{aligned} M_{12}^2 &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 \\ &= (E - E_3)^2 - p_3^2 = E^2 + m_3^2 - 2EE_3 = f(E, E_3) \end{aligned}$$

On a donc $M_{12}^2 + M_{13}^2 + M_{23}^2 = E^2 + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = \text{cste}$ pour une énergie E fixée.

Une répartition homogène des points figuratifs correspond à l'émission de particules selon le facteur d'espace de phase; les limites du diagramme sont définies par E .

Si nous regroupons nos événements pour les différentes impulsions incidentes, nous superposons des diagrammes de contours différents mais nous pouvons étudier les accumulations de points correspondant à des résonances, selon les axes choisis : deux diagrammes au moins sont donc nécessaires à l'étude des 3 masses effectives et de leurs corrélations.

Les figures 19 et 20 représentent les diagrammes de Dalitz des 3 combinaisons de masse effectives :

- 1) $M^2(K^\pm \pi^\mp)$, $M^2(K_1^0 \pi^\mp)$
- 2) $M^2(K_1^0 K^\pm)$, $M^2(K^\pm \pi^\mp)$
- 3) $M^2(K_1^0 \pi^\mp)$, $M^2(K_1^0 K^\pm)$

On constate dans 1) une forte concentration de $K^0 \pi^\mp$ pour la masse carrée du $K^*(890)$ chargé et une concentration faible pour la masse carrée du $K^*(890)$ neutre.

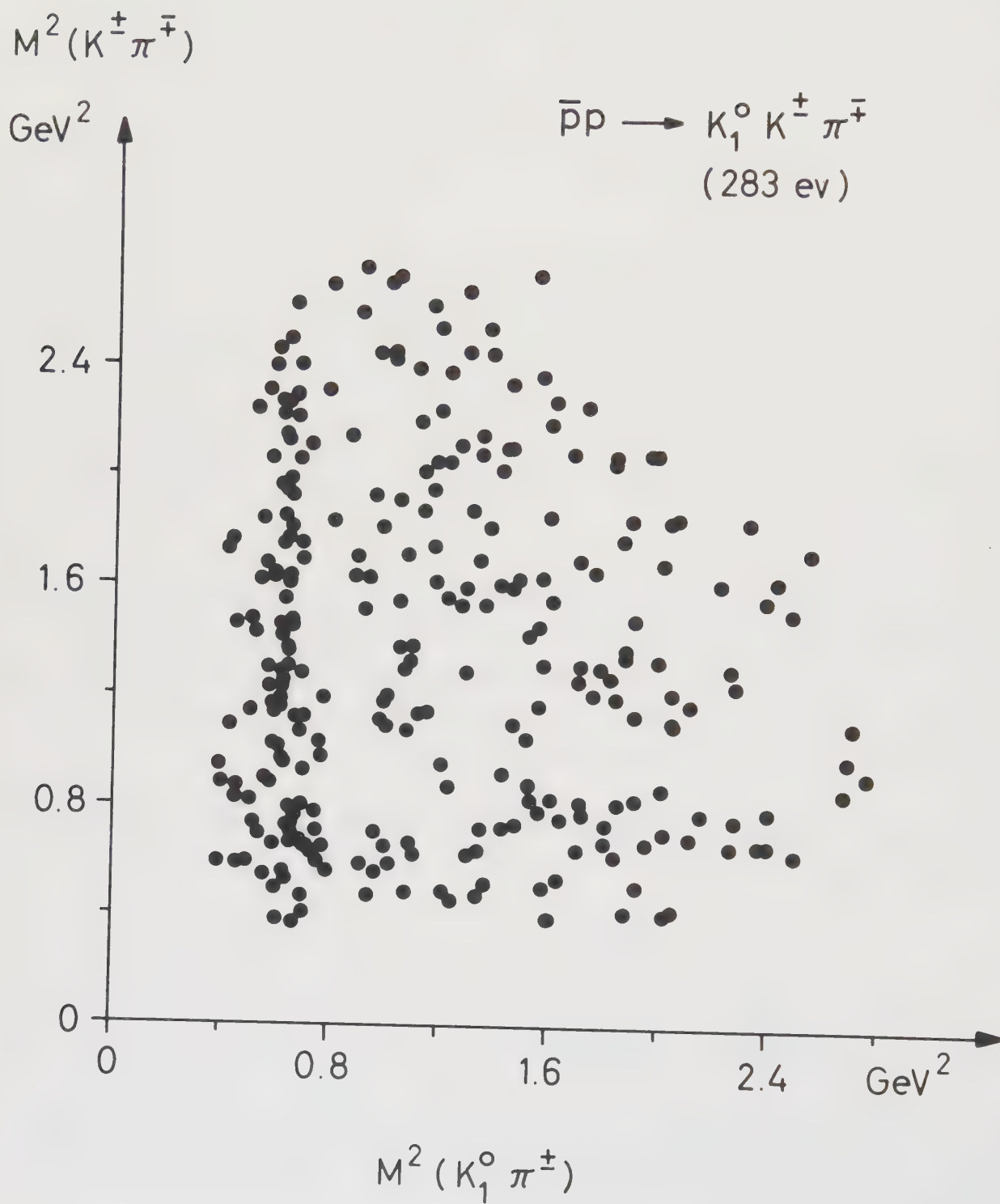


Fig. 19

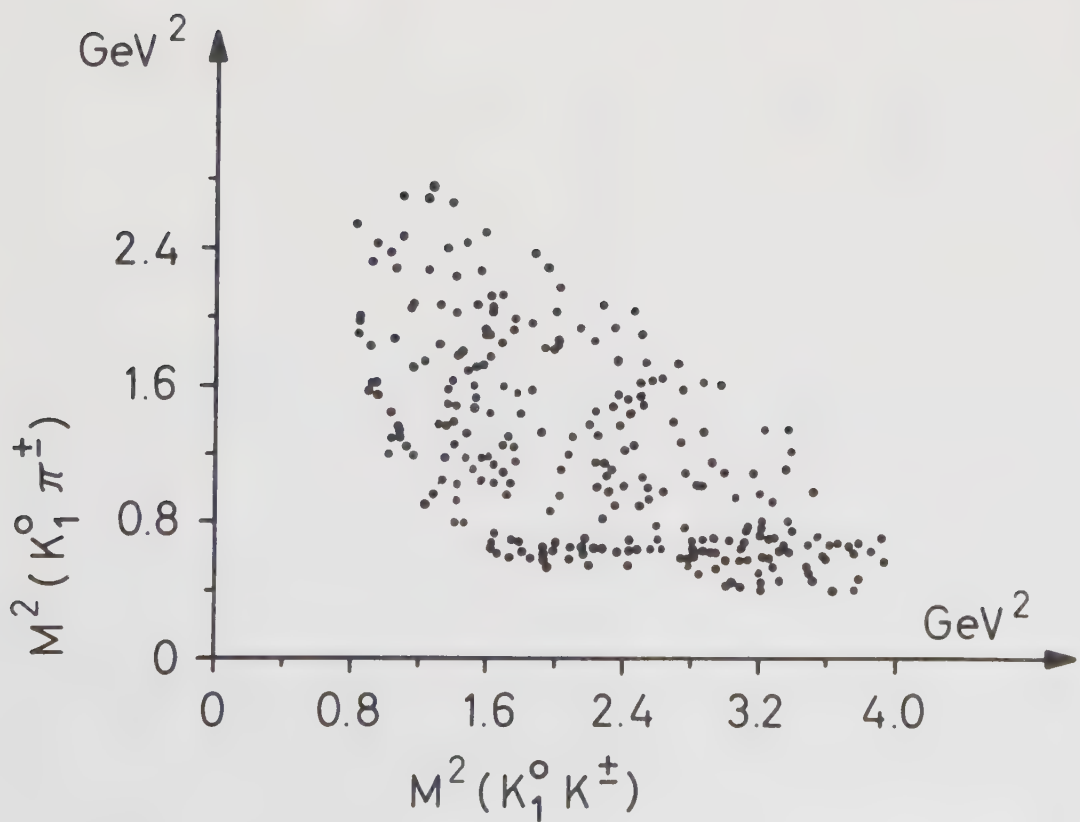
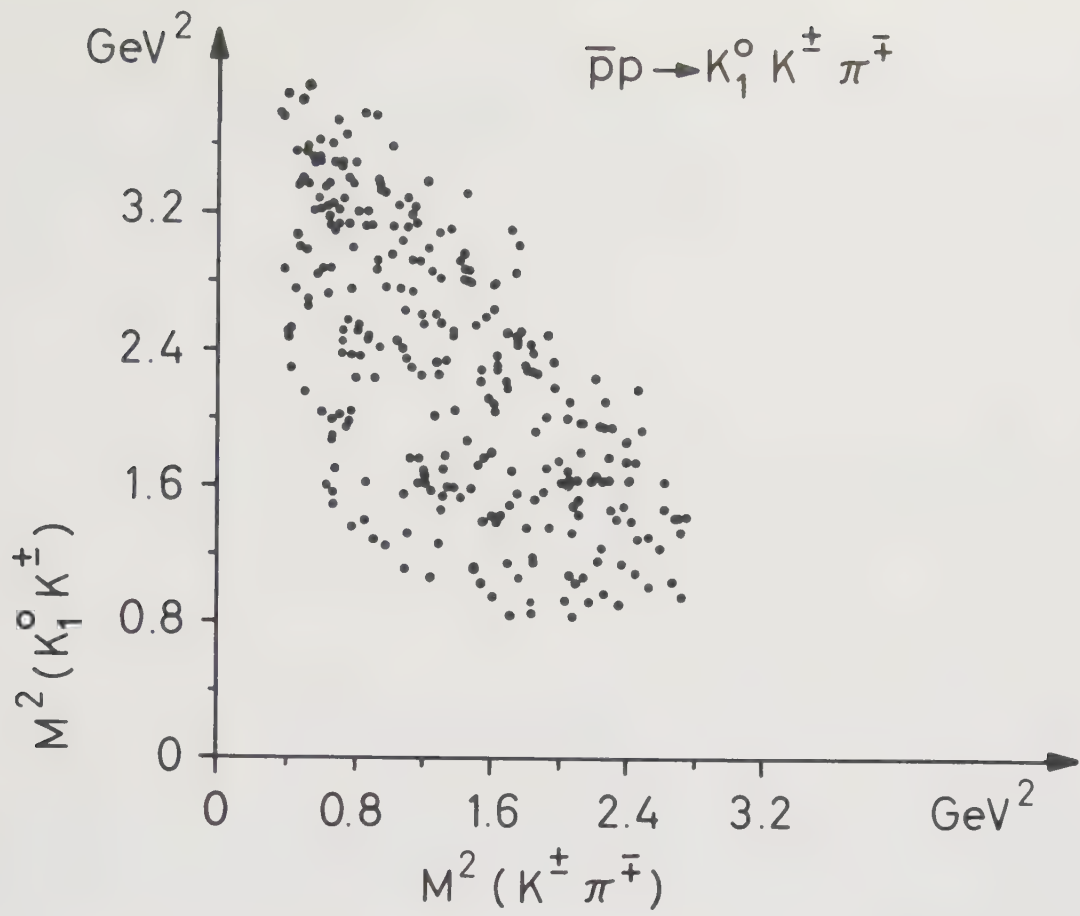
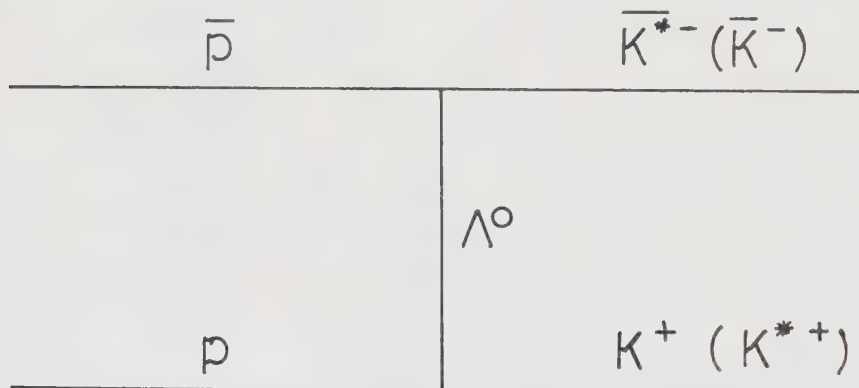


Fig. 20

Une coupure en masse ($840 \text{ MeV} \leq m_{K^*} \leq 940 \text{ MeV}$, la largeur du K^* étant $\Gamma = 50 \text{ MeV}$) nous permet de sélectionner les événements appartenant à la bande du $K^{*\pm}$, et ceux appartenant à la bande du K^{*0} . Le tableau suivant donne les proportions de $K^{*\pm}$ et K^{*0} dans notre domaine d'impulsion et dans des domaines voisins.

Impulsion incidente (GeV/c)	1.2 à 1.5 (réf. 17)	1.5 à 2.0	2.5 (réf. 20)
$K^{*\pm}$	$30 \pm 3 \%$	27 %	20 %
K^{*0}	$18 \pm 2 \%$	9 %	2 %

La distribution angulaire des résonances K^{*-} par rapport à l'antiproton et K^{*+} par rapport au proton, présentée à la figure 21, suggère le mécanisme d'échange suivant



où la particule virtuelle échangée, Λ , a un isospin nul. Ceci favoriserait la production du K^* chargé par rapport au K^* neutre, pour lequel la particule virtuelle à échanger serait l'hypéron de masse plus élevée $\Sigma^\pm$.



$$\frac{dN}{d(\cos\theta)}$$

$$\theta = \angle(\overline{K^{*-}}\bar{p}; K^{*+}p)$$

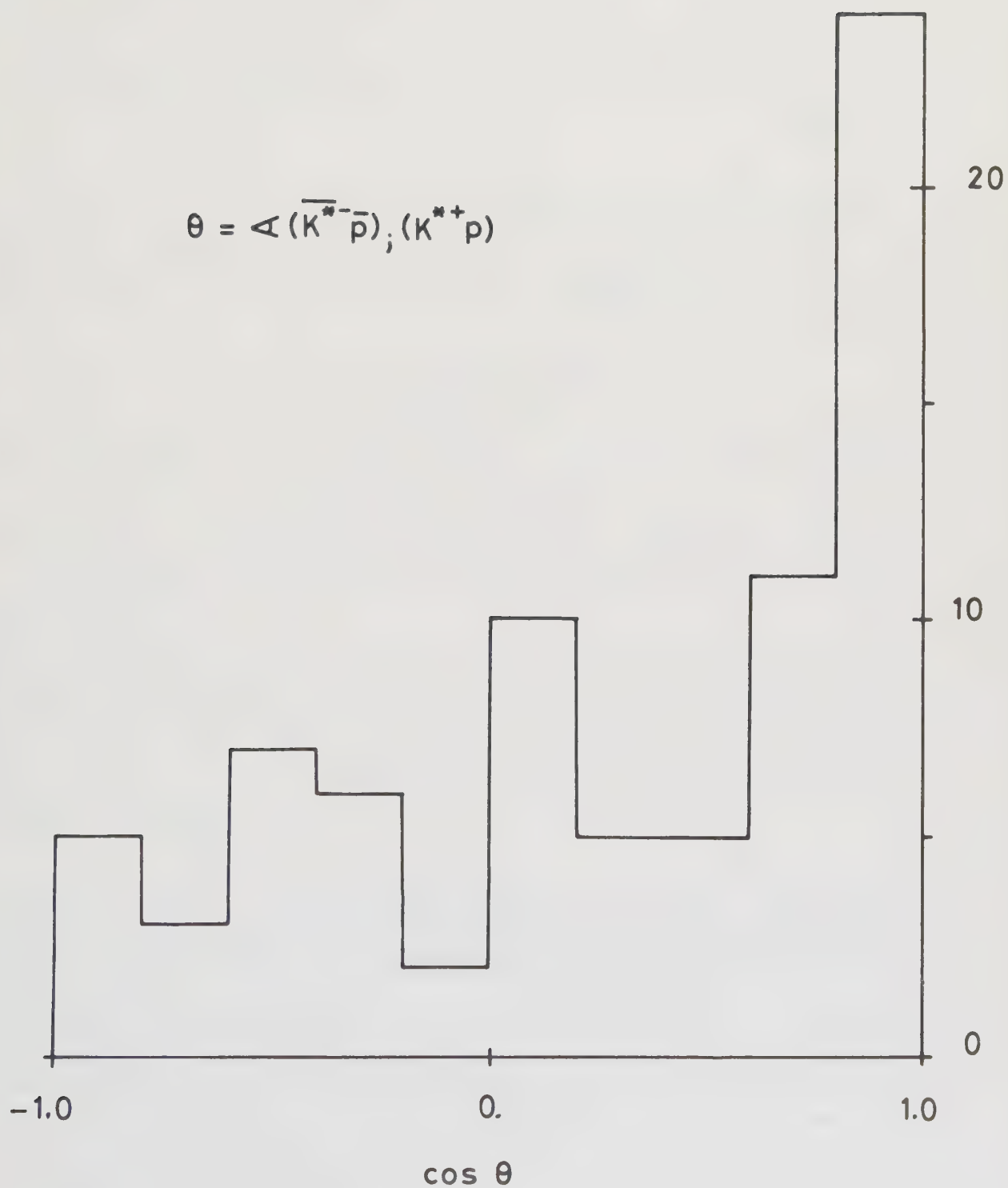


Fig. 21

6. Canal $K^0 K^+ \pi^+ \pi^0$

L'allure des distributions de masses effectives, présentant des accumulations au voisinage des masses des résonances, ainsi que le nombre d'événements relativement élevé (1020) dans ce canal, suggèrent une détermination quantitative des taux de résonances produites pour l'ensemble de nos événements.

Matrice de transition et espace de phase

La probabilité de transition d'un état initial i à un état final f est donnée par

$$P = \frac{2\pi}{n} |T_{fi}|^2 R(E)$$

T_{fi} est l'élément de matrice de la transition et contient la dynamique de l'interaction.

Pour les interactions fortes les éléments de matrice ne sont pas connus; dans le cadre d'un modèle, on leur attribuera une forme particulière.

$R(E)$ représente le facteur d'espace de phase sous sa forme invariante par rapport aux transformations de Lorentz. Il est fonction de l'énergie totale du système et des masses des particules dans l'état final. Pour n particules, le facteur d'espace de phase est défini par :

$$R_n(P) = \int \delta^4(P - \sum_j p_j) \prod_{j=1}^n \delta(p_j^2 - m_j^2) d^4 p_j$$

$P = (E, \vec{P})$ quadrivecteur d'impulsion du système

$p_j = (E_j, \vec{p}_j)$ quadrivecteur d'impulsion de la j ème particule

L'intégrale d'espace de phase doit être évaluée numériquement pour $n > 3$, ce qui peut être fait par la méthode de Monte Carlo. James donne le développement complet de la méthode⁽²⁴⁾.

Dans le modèle statistique, on suppose les éléments de matrice constants. La probabilité de transition est alors régie seulement par l'espace de phase

$$P \sim R_n(P)$$

Les annihilations $\bar{p}p$ étant caractérisées par une forte production de résonances mésoniques, il est naturel d'adopter une forme résonante pour les éléments de matrice, soit une fonction de Breit-Wigner

$$BW(M_e) = \frac{\Gamma_R / 2\pi}{(M_e - M_R)^2 + \Gamma_R^2/4}$$

où M_e est la masse effective d'un groupe de particules

M_R, Γ_R la masse et la largeur de la résonance.

Méthodes de calcul

En utilisant le programme FOWL⁽²⁵⁾ nous générons 10 000 événements au hasard dans l'espace de configuration, en ayant soin de fixer les impulsions incidentes dans les mêmes proportions que pour les événements mesurés (données tableau IV).

La comparaison des distributions de masse effective est présentée dans les figures 22 à 26 (Histogrammes des événements mesurés; courbe pointillée des événements générés). Les caractéristiques des distributions de masse effective et les résonances à considérer sont groupées dans le tableau IX.

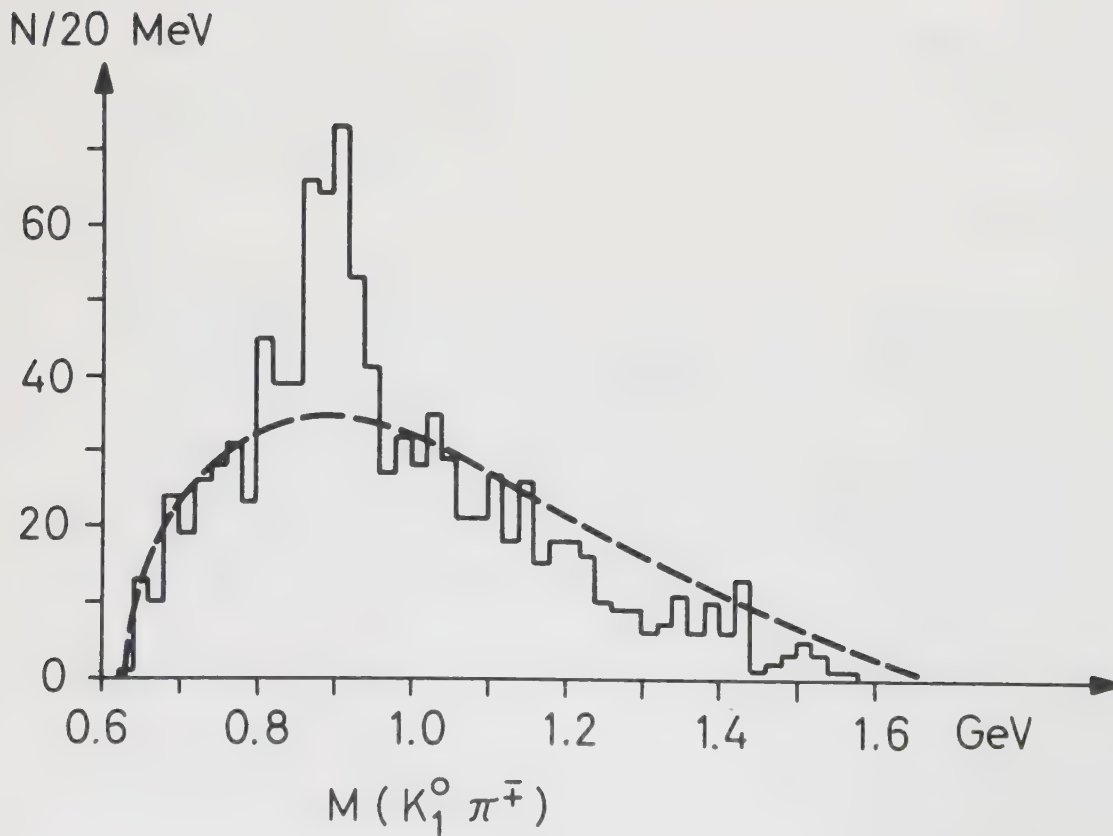
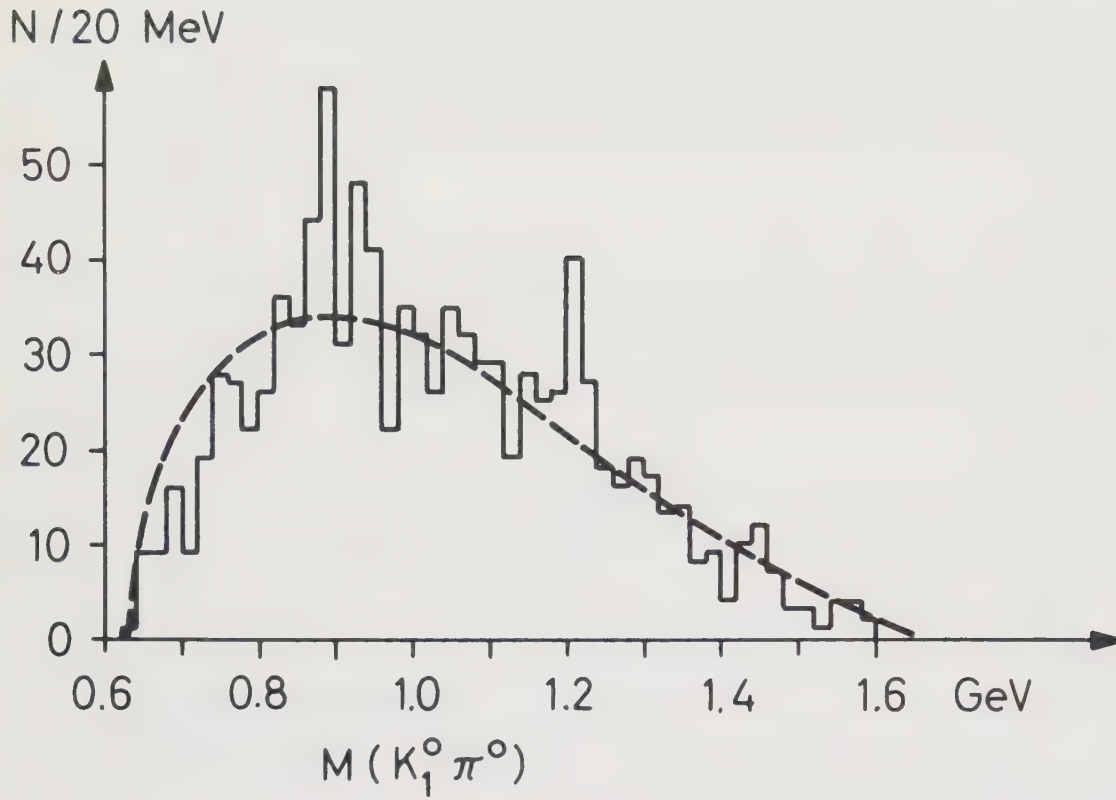


Fig. 22

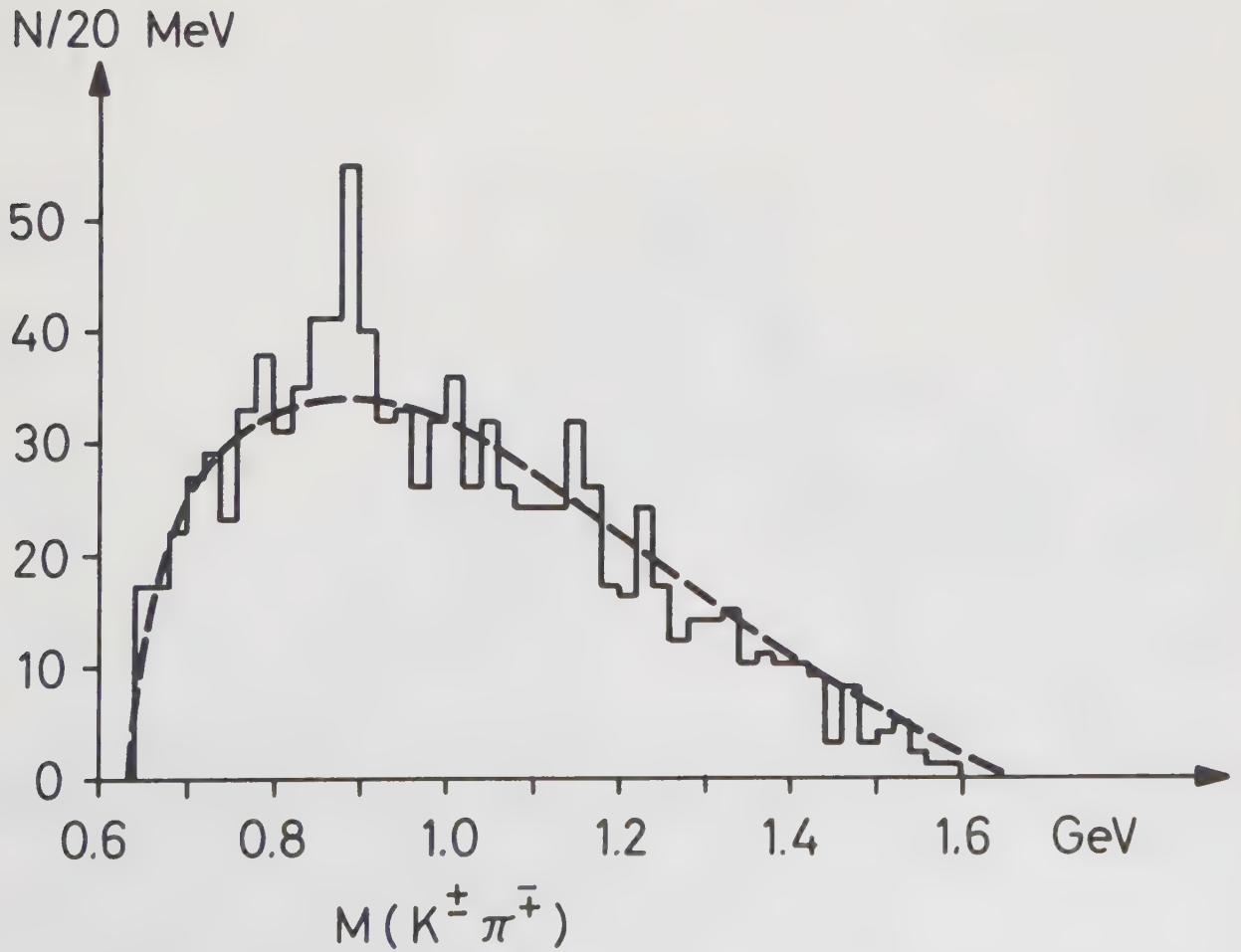
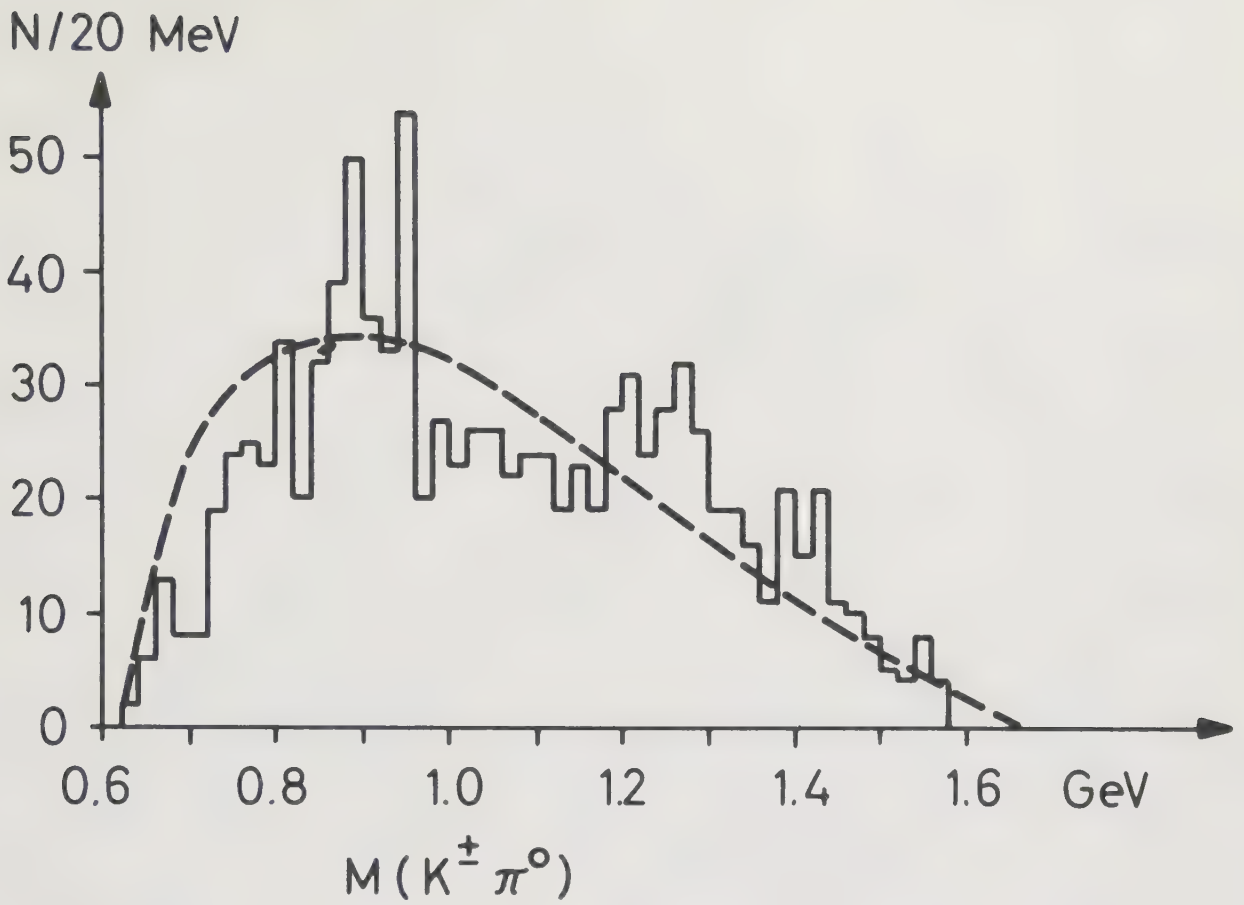


Fig. 23

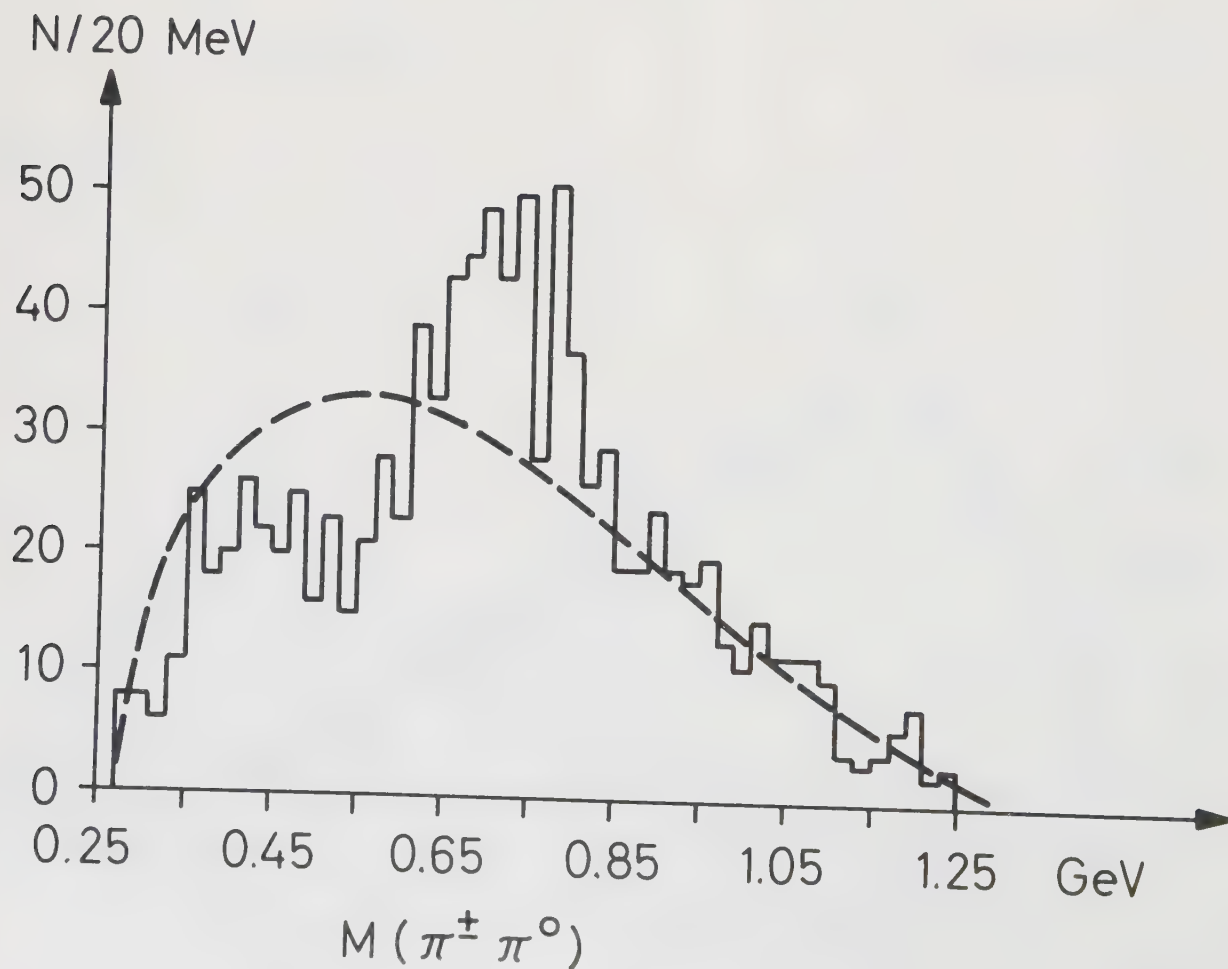
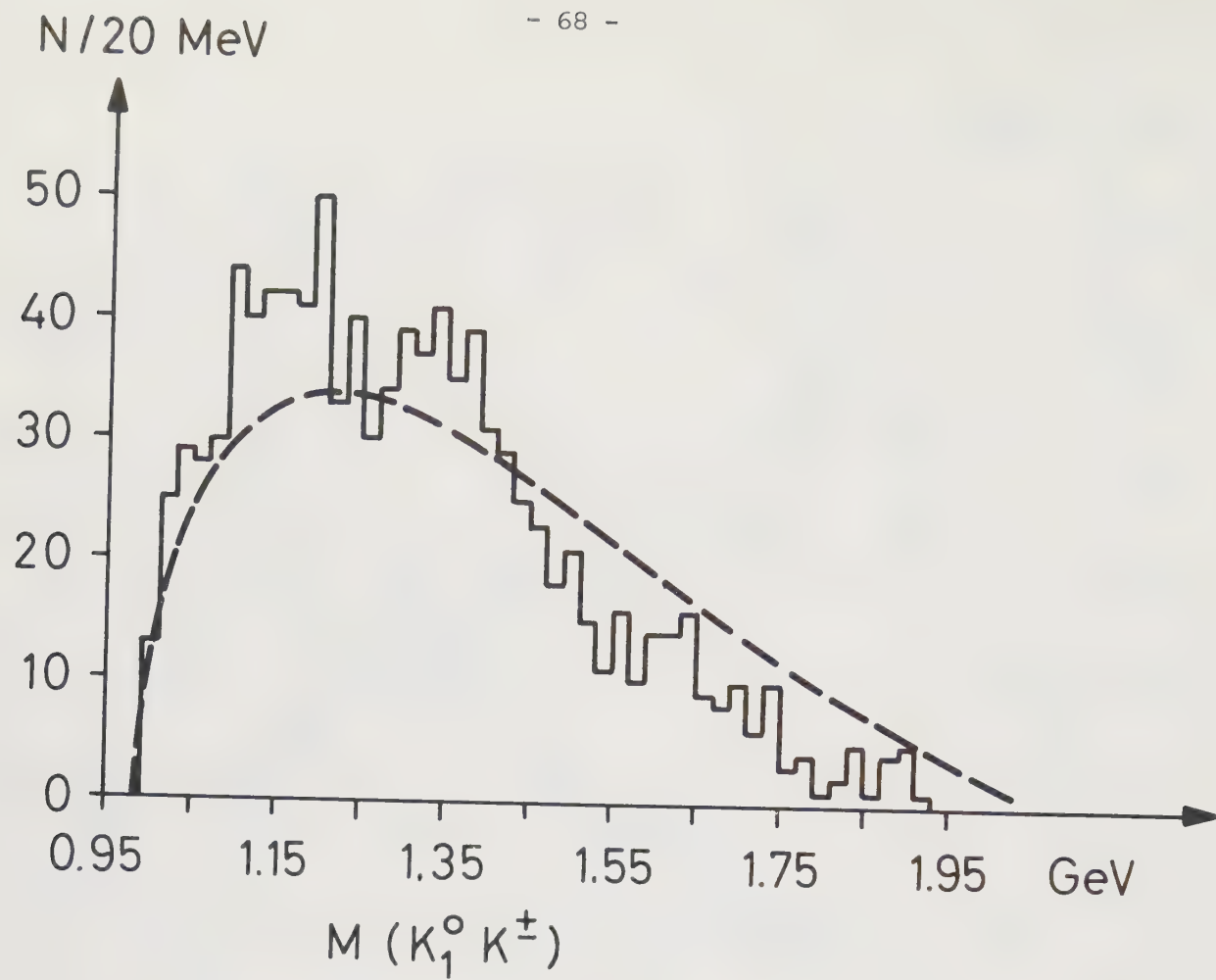
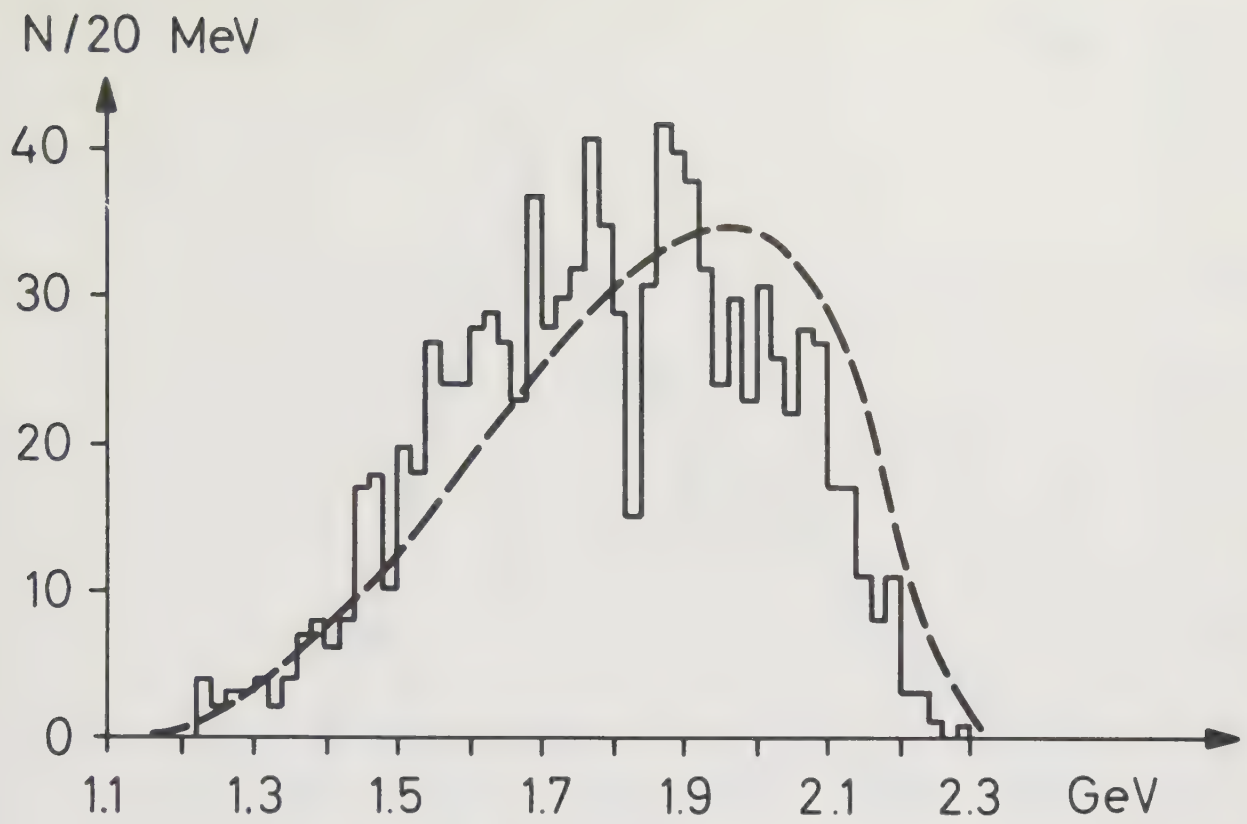
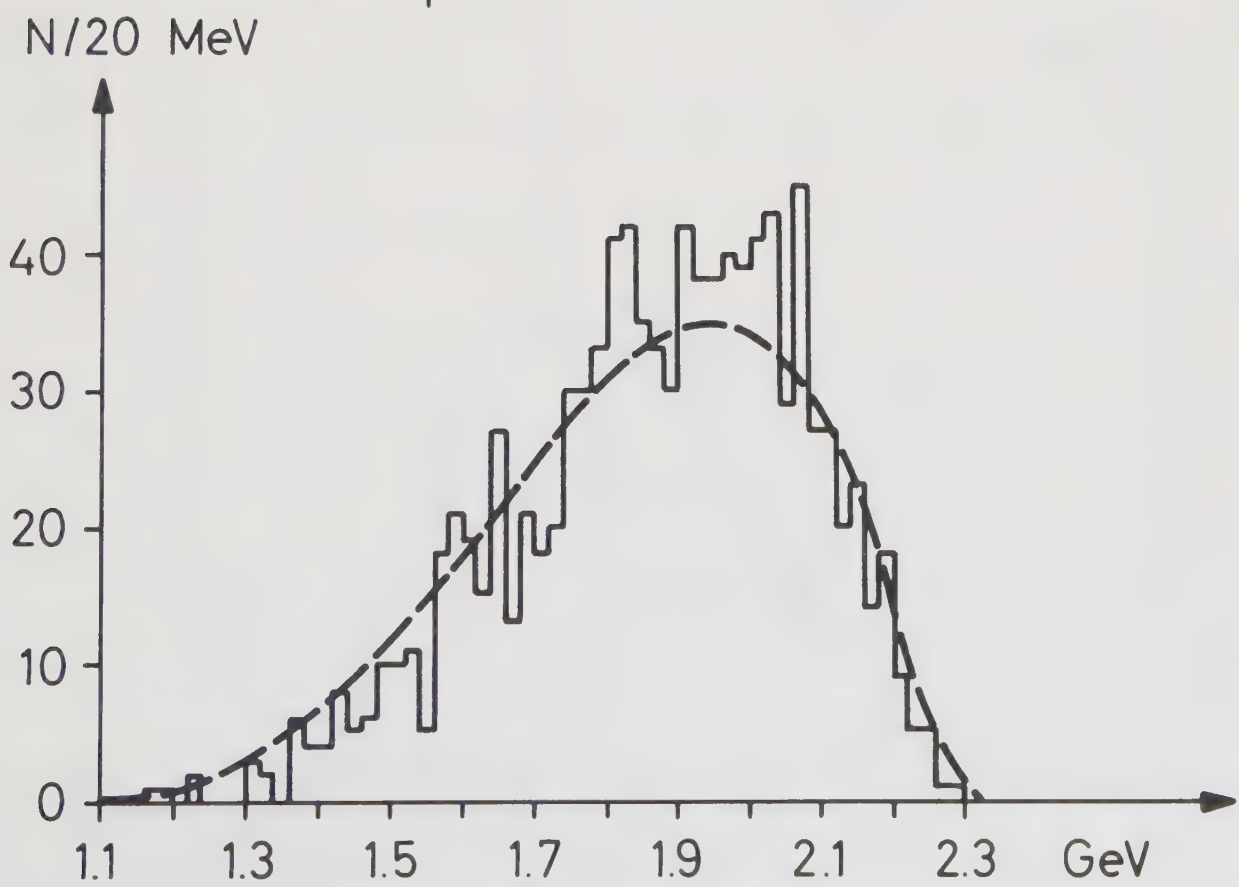


Fig. 24



$M(K_1^0 K^\pm \pi^\mp)$



$M(K_1^0 K^\pm \pi^0)$

Fig. 25

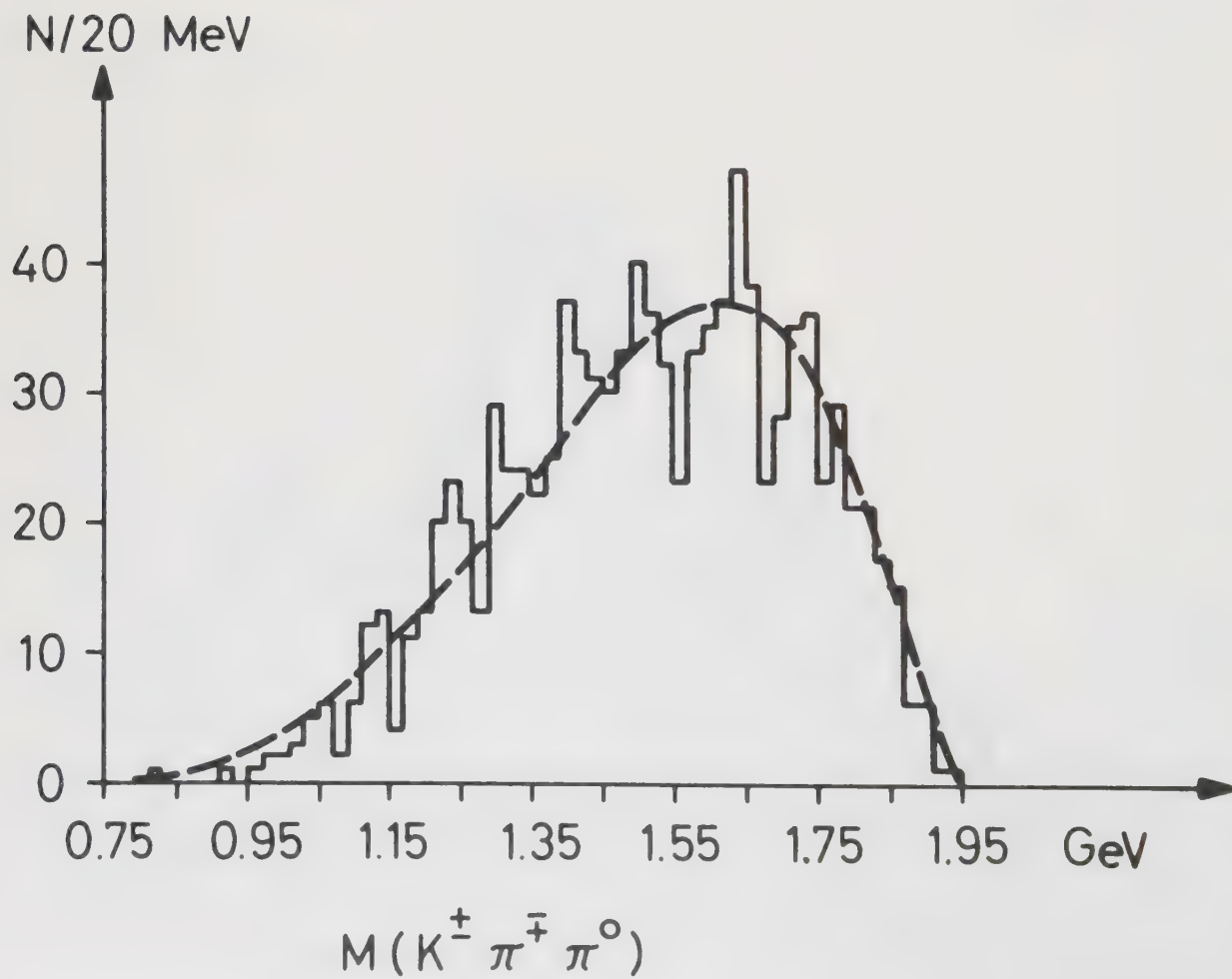
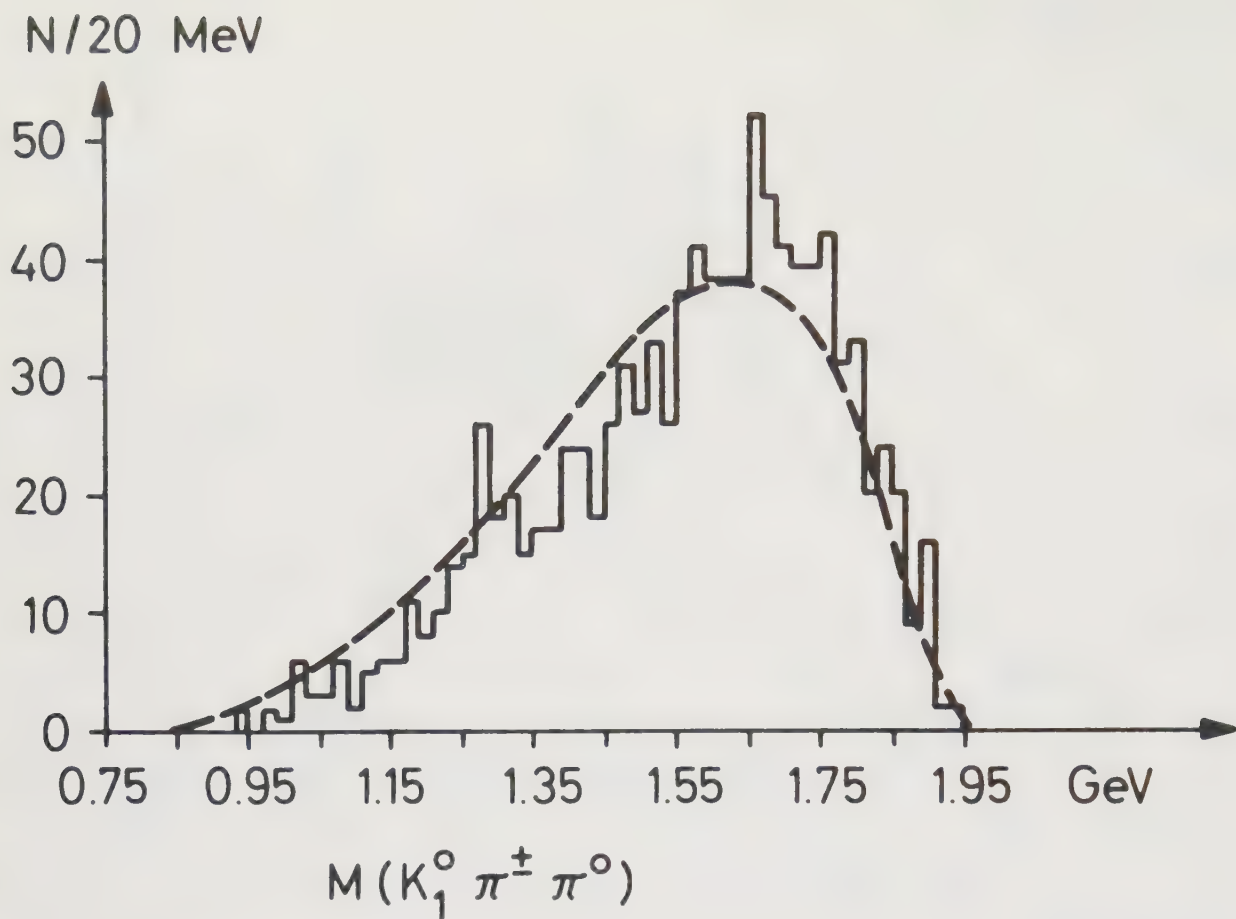


Fig. 26

TABLEAU IX

Combinaison de masse du système $K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$	Résonances à considérer M Γ (MeV)	Caractéristiques -	Remarques
$K_1^0 \pi^0$ $K_1^0 \pi^{\pm}$ $K^{\pm} \pi^0$ $K^{\pm} \pi^{\mp}$	K^* 890 50 K_N 1408 107	K^{*0} ; signal à 1220 $K^{*\pm}$ abondant $K^{*\pm}$; signaux à 1220, 1280, 1420 K^{*0}	
$K_1^0 K^{\pm}$	A_2 1310 85	A_2 ; signal à 1150	
$\pi^{\pm} \pi^0$	ρ 765 125	ρ	
$K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp}$ $K_1^0 K^{\pm} \pi^0$	D 1285 33 E 1422 69 F ₁ 1540 40	nombreux signaux (réflexions ou résonances) chaîne de désintégration : $E \rightarrow K^{*} \bar{K} \rightarrow K \pi \bar{K}$ $F_1 \rightarrow K^{*} \bar{K} \rightarrow K \pi \bar{K}$	
$K_1^0 \pi^{\pm} \pi^0$ $K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$		signaux nombreux ; région Q (1250-1400) C(1215), C(1270), L(1770)	

L'élément de matrice sera donné par la superposition incohérente :

$$|T_{fi}|^2 = (1 - f_k) - \sum_k f_k \frac{(\sum_j BW_j)_k}{N_k}$$

Pour k résonances

les f_k représentent les fractions de chaque résonance; la sommation sur j, le nombre de combinaisons de masse effective donnant lieu à la même résonance; N_k est la norme de l'élément de matrice partiel, calculée (par FOWL) selon la formule

$$N_k = \frac{\sum_{i=1}^n (\sum_j BW_j) W_i}{\sum_{i=1}^n W_i} \quad \text{pour n événements}$$

W_i : poids statistique de l'événement généré.

Pratiquement on détermine la valeur asymptotique de N_k en fonction de n (nombre d'événements générés).

Enfin l'ajustement des paramètres f_k à nos résultats expérimentaux se fait au moyen de la méthode du maximum de vraisemblance. Pour chaque événement, la probabilité de transition s'exprime par p_j :

$$p_j \sim |T_{fi}|_j^2 R$$

Les meilleurs paramètres f_k sont ceux qui maximalisent le produit

$$P = \prod_{j=1}^n p_j$$

Pour des raisons de commodité, nous avons en réalité minimalisé l'expression suivante :

$$F = -\log P = \sum_{j=1}^n \log (T_{fi})_j^2$$

à l'aide du programme MINUIT⁽²⁵⁾.

Les fractions suivantes ont été obtenues :

résonance	fraction %
A_2	< 1
ρ	< 1
$A_2\rho$	10
F_1	< 1
D	4
E	< 1
K^*	34
K^*K^*	< 1
K_N	21
espace de phase	31

Les figures 27 à 29 représentent les distributions de masse effective obtenues à partir d'événements simulés, générés en tenant compte des fractions ci-dessus.

Ces dernières doivent être considérées comme des valeurs de départ d'une analyse plus raffinée qui reste à faire lorsque tous les événements auront été mesurés. En effet, les adaptations ne sont pas satisfaisantes, notamment celles des figures 27 et 29.

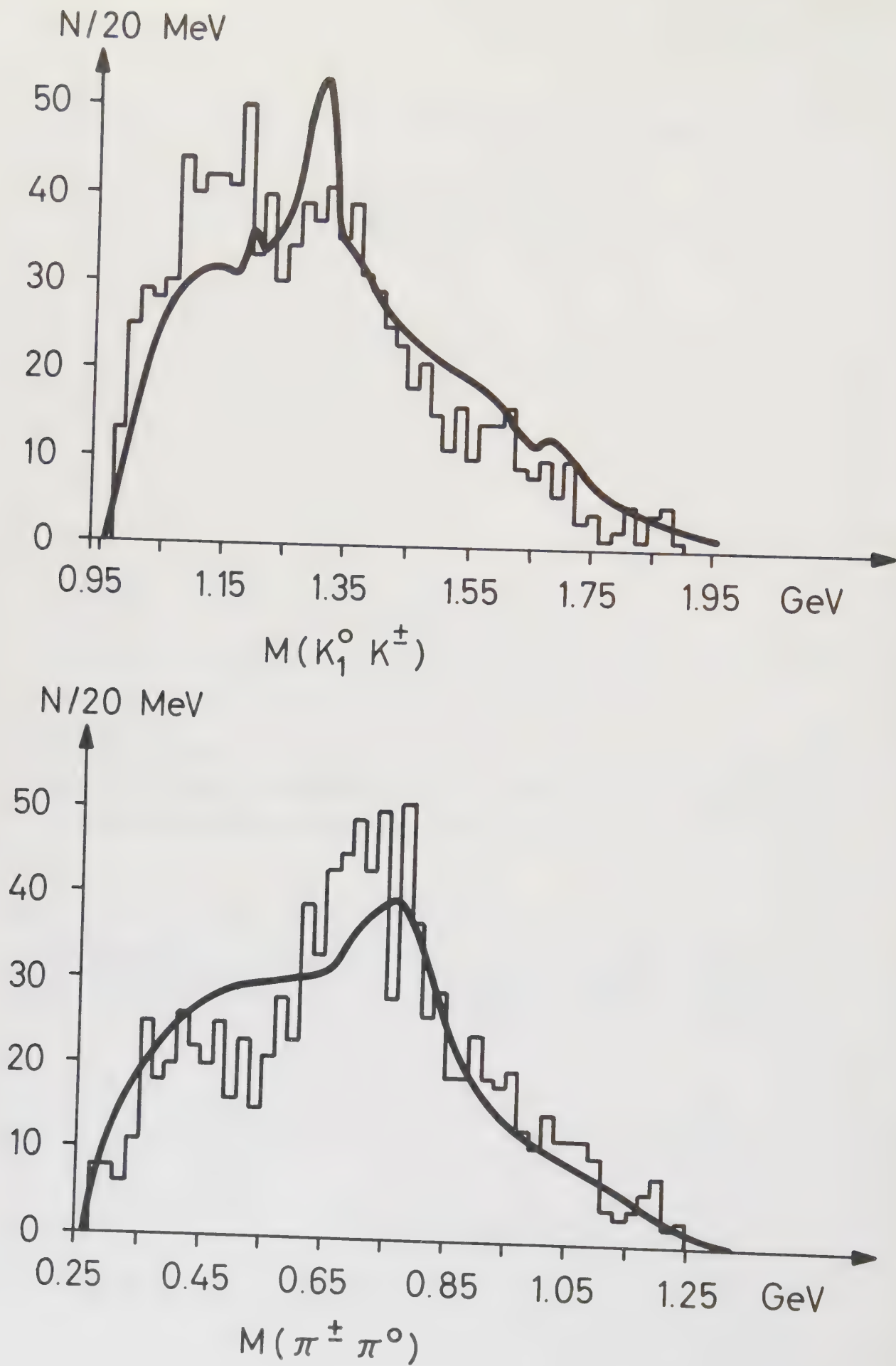


Fig. 27

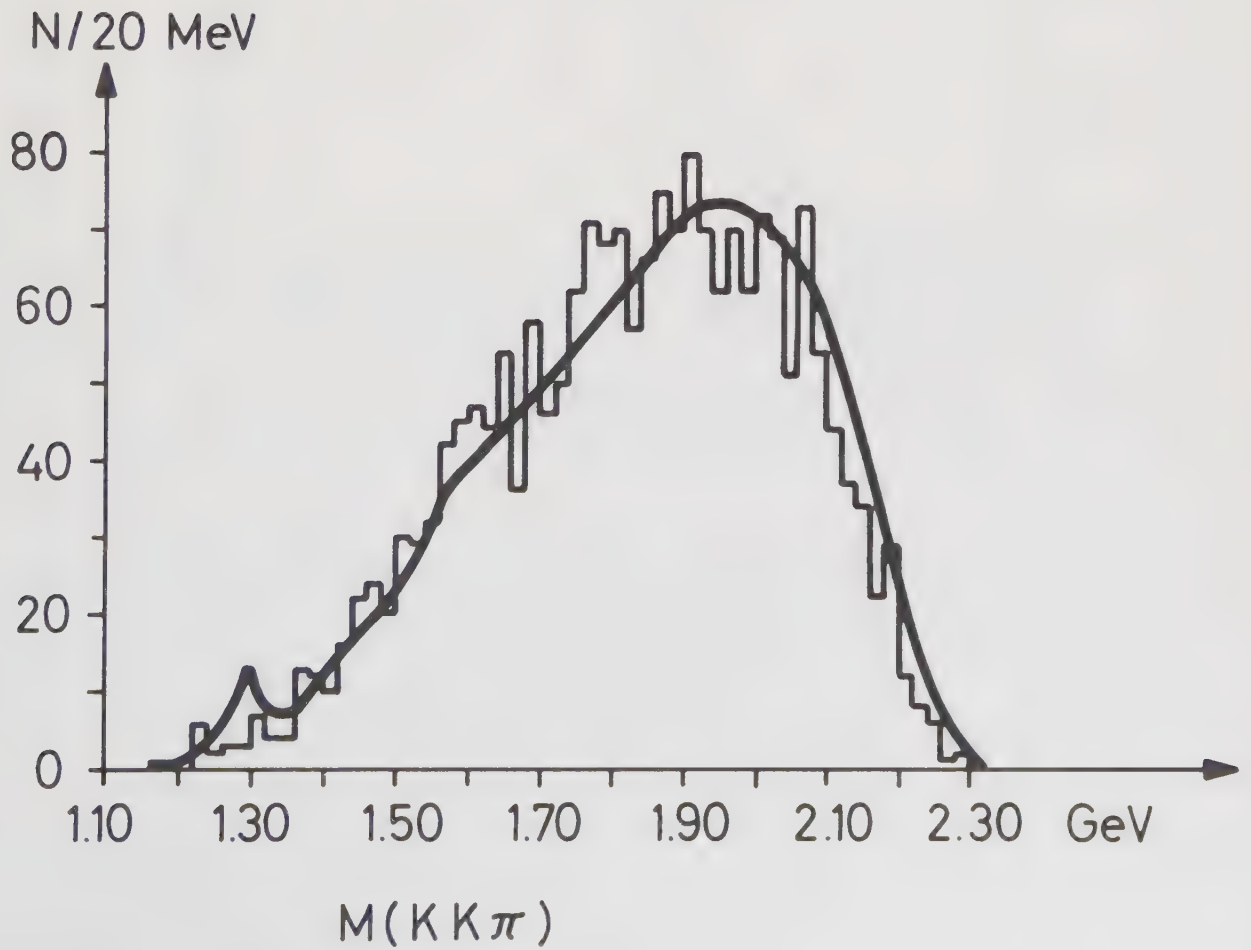
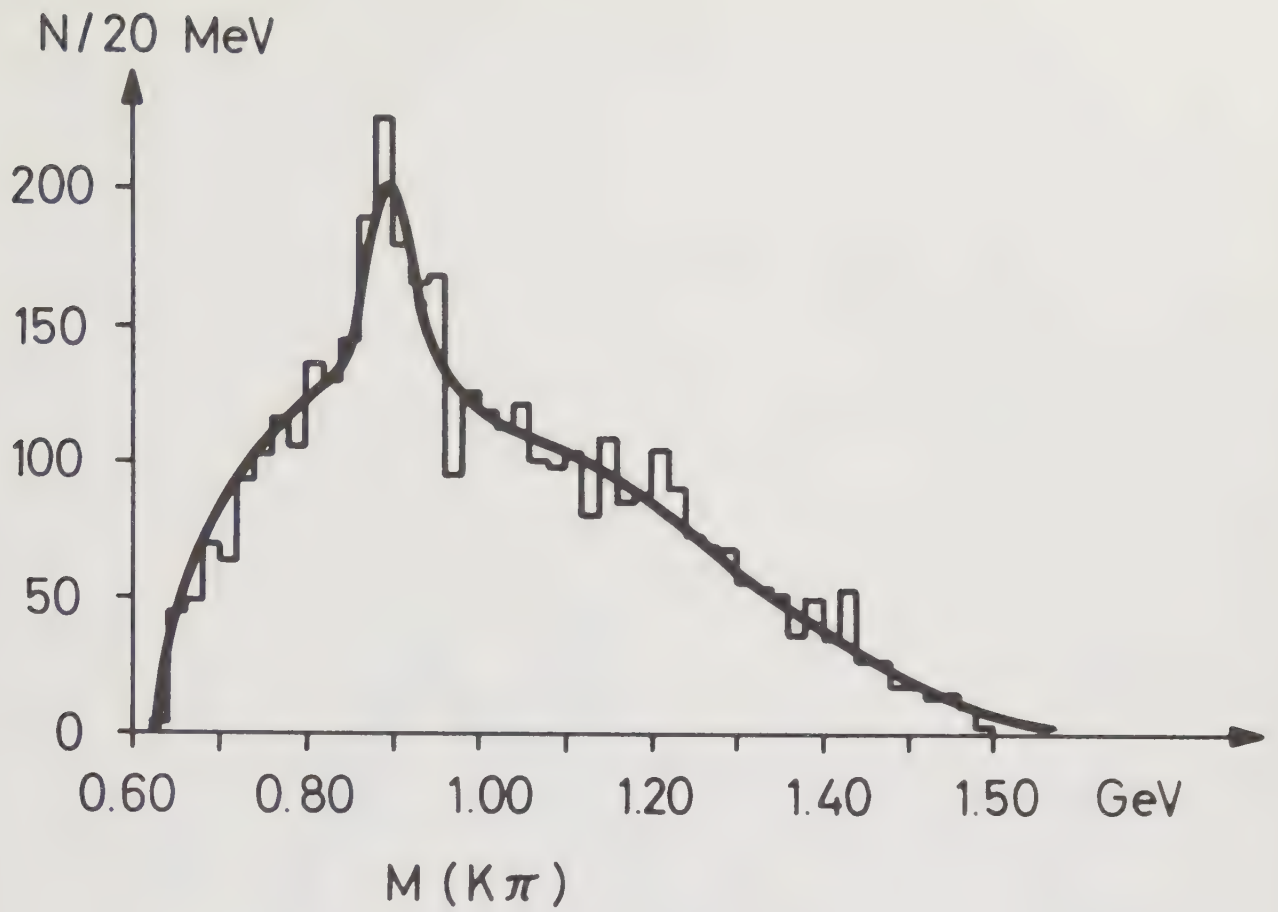


Fig. 28

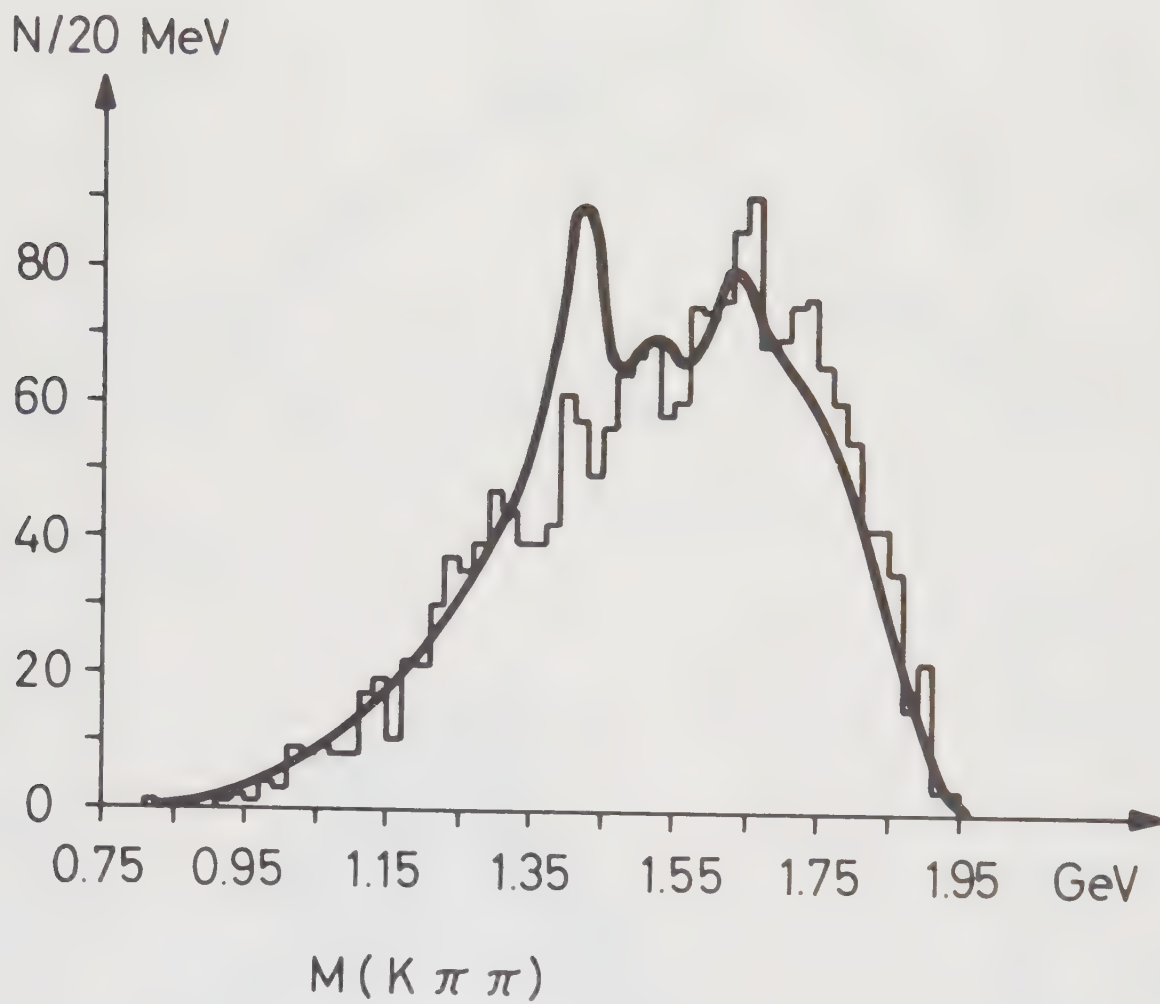


Fig. 29

7. Canal $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$

Nous avons généré des événements au hasard selon l'espace de configuration, distribués en impulsion incidente dans les mêmes proportions que les événements mesurés; nous présentons quelques distributions de masse effective comparées; le tableau suivant relève les caractéristiques des distributions de masse effective déjà repérées dans d'autres canaux :

Masse effective	Nombre de combinaisons par évt	Résonances à considérer	Fig.
$(K\pi)_{Q=0,\pm 1}$	5	K^*	32
$\pi^+ \pi^-$	2	ρ	33
$K_1^0 K^\pm$	1	$\pi_N (1016)$ signal au seuil	

$M(KK\pi)$

La figure 34 présente d'une part la distribution de masse effective $M(K_1^0 K\pi)_{Q=0}$, soit deux combinaisons par événement, et d'autre part $M(K_1^0 K\pi)_{Q=2}$: comme il n'y a pas de résonance mésonique de charge $Q = \pm 2$, l'histogramme ne représente que du bruit de fond (espace de phase et réflexions).

Suivant la démarche d'Armenteros⁽³⁴⁾ nous soustrayons les deux histogrammes pour obtenir des signaux épurés. Le résultat apparaît sur la figure 35 où nous voyons les pics des résonances

$D^0(1285)$, $E^0(1422)$ et $F_1(1540)$.

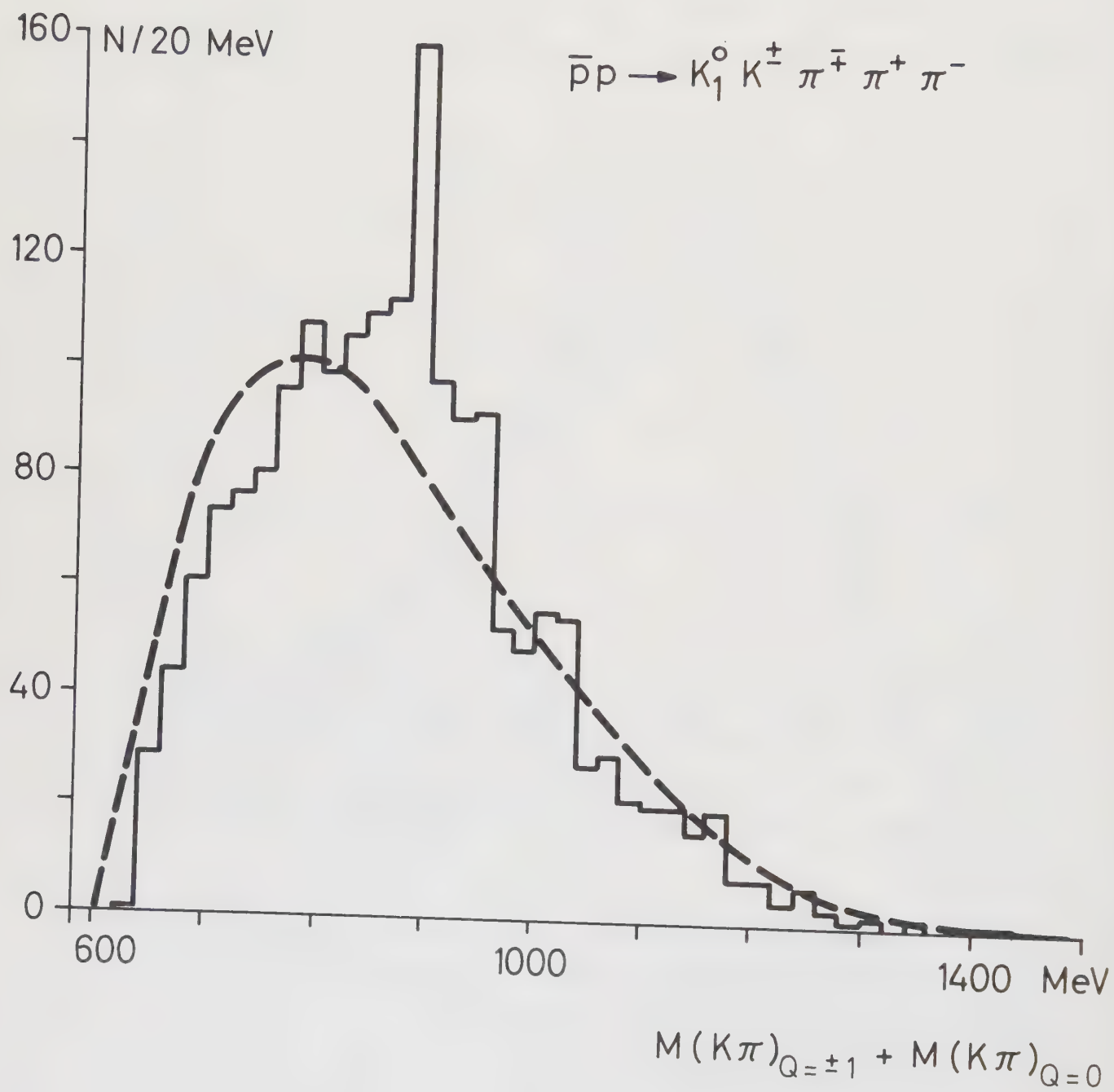


Fig. 32

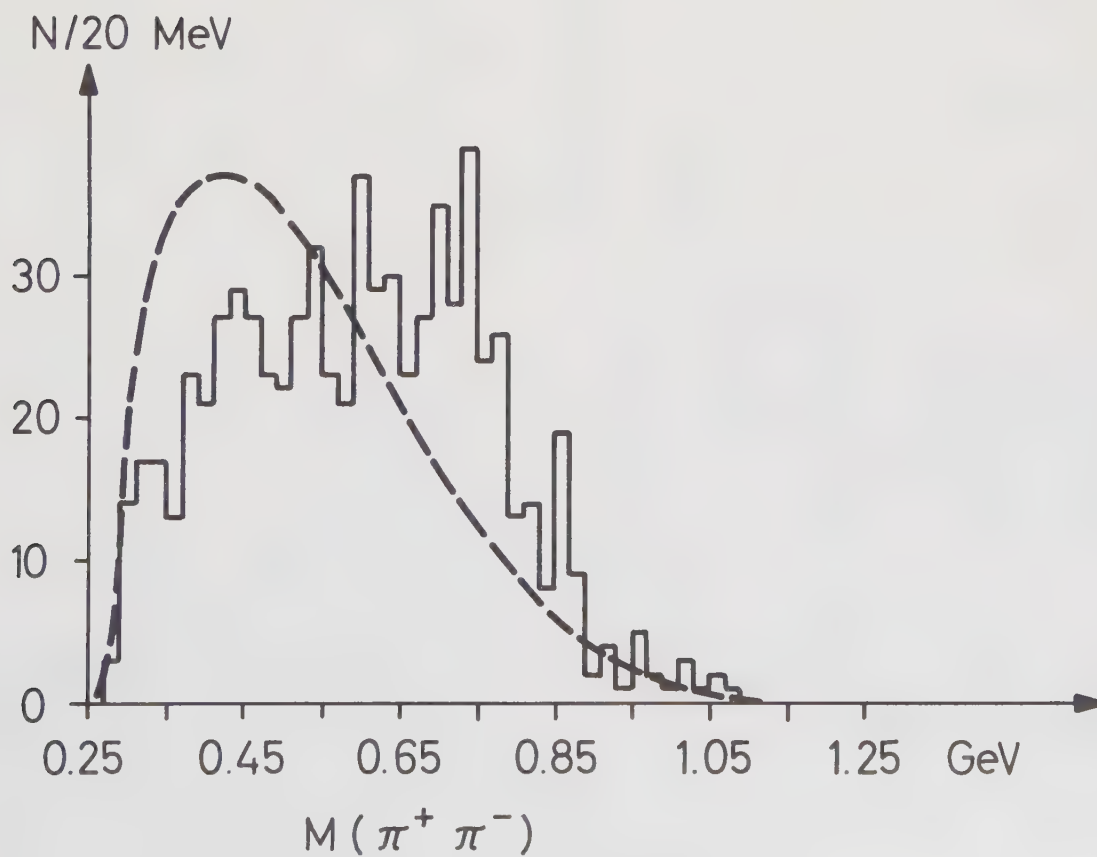
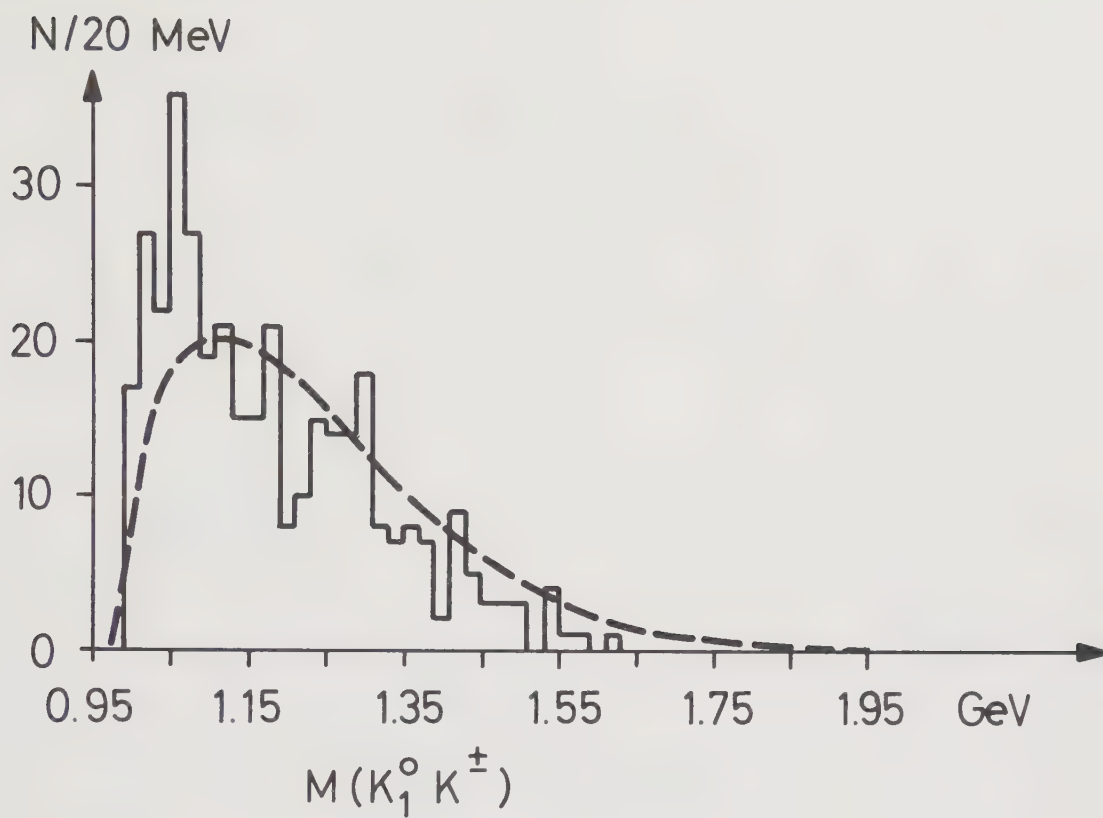
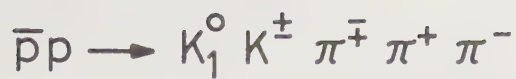


Fig. 33

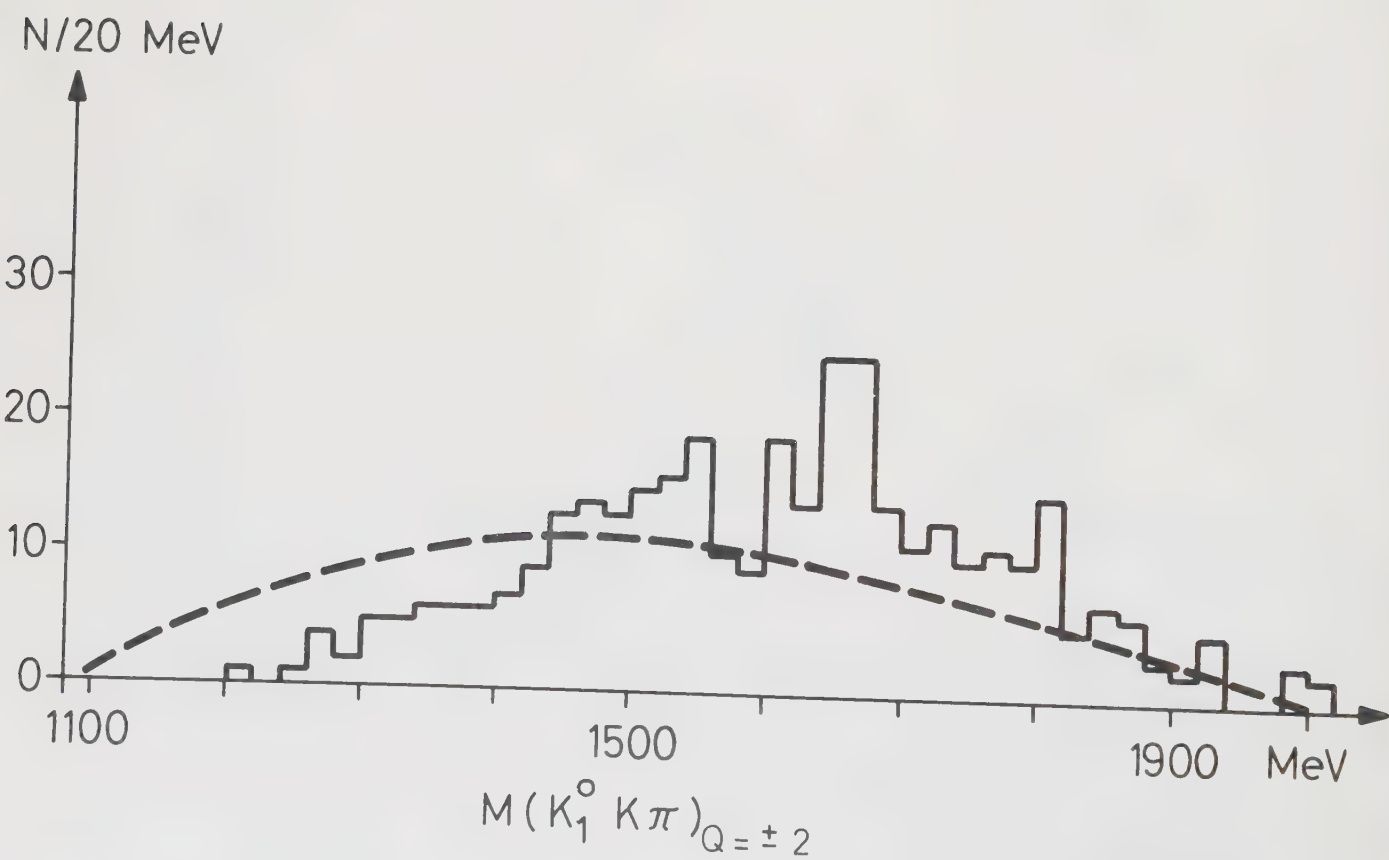
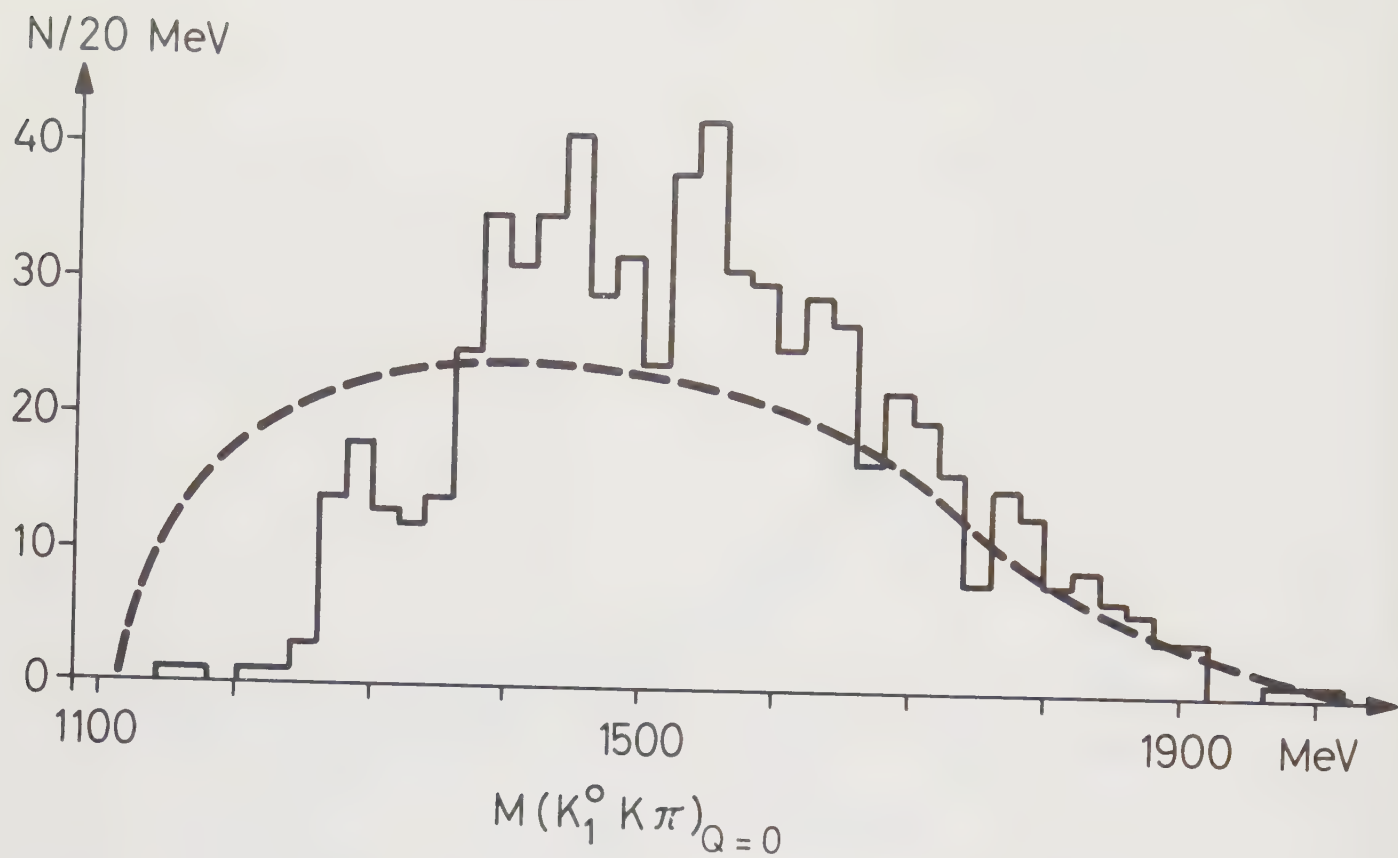
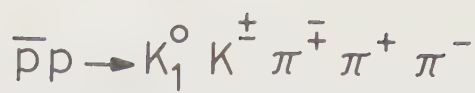


Fig. 34

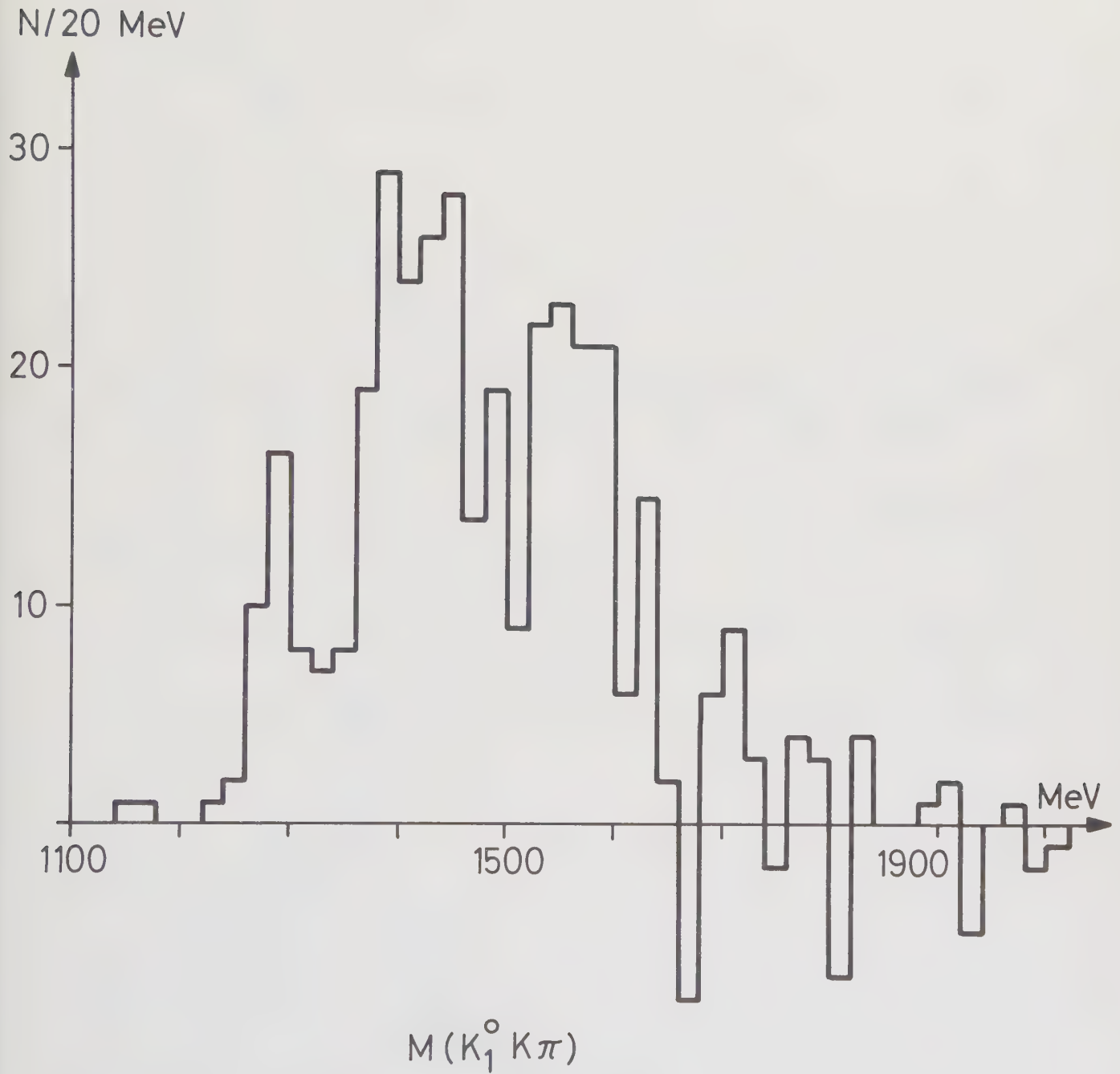
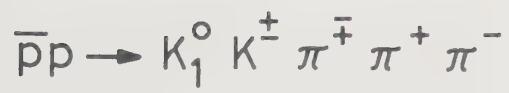


Fig. 35

8. Canal $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$

Nous nous bornons à relever quelques caractéristiques des distributions de masse effective des événements mesurés comparées à celles d'événements générés au hasard dans l'espace de configuration (et répartis en impulsion de la même manière que l'échantillon mesuré). Nous avons 221 événements mesurés et 56 combinaisons de masse effective par événement.

Masse effective	Nombre de combinaisons par évt	Résonances à considérer	Fig.
$M(K_1^0 K^\pm)$	1	$\pi_N(1016), A_2(1310)$	36
$M(K_1^0 K^\pm \pi^\mp)$	2	$D(1285), E(1422), F_1(1540)$	
$M(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	2	ω Il semble que la quasi totalité des évts passe par ce canal	37
$M(\pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp \pi^0)$	1	effet de seuil à $m = m_\omega + m_\pi$; $B(1235)$	

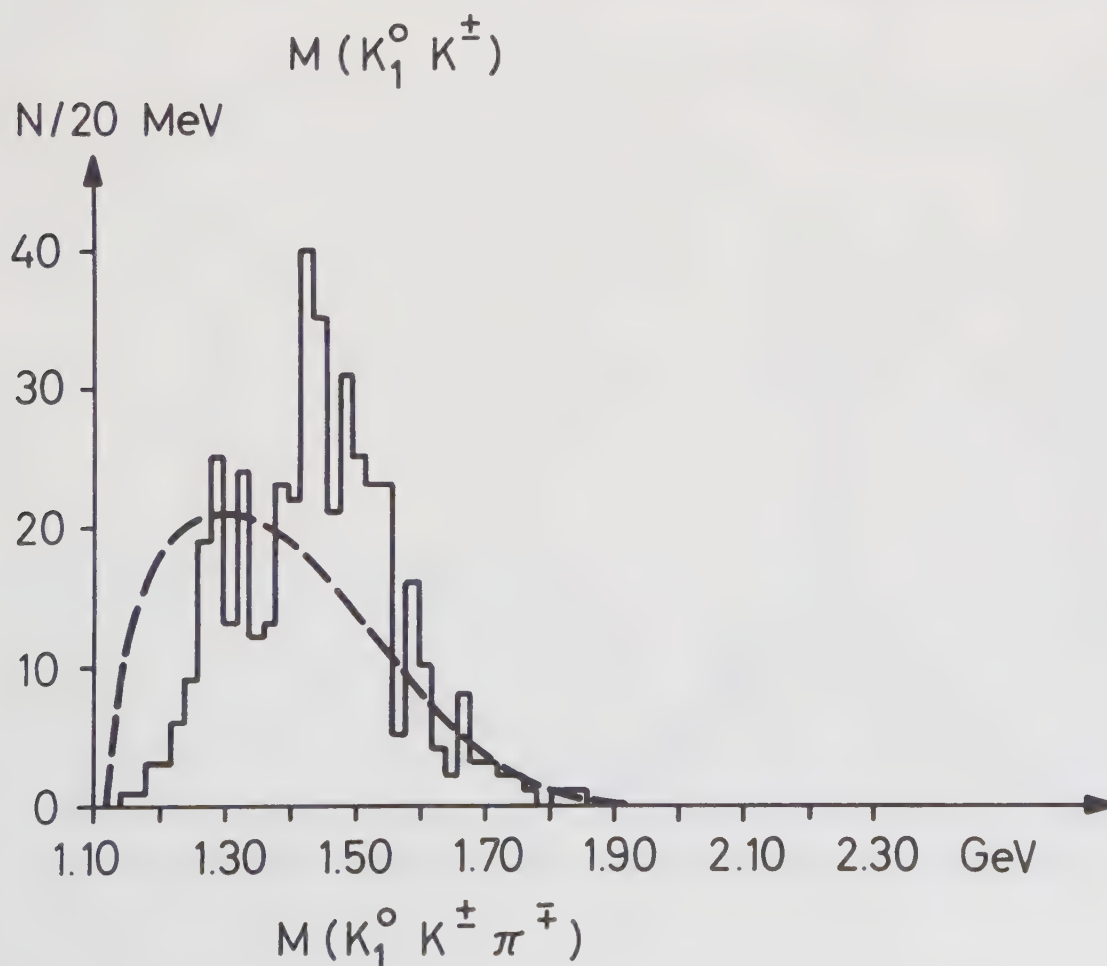
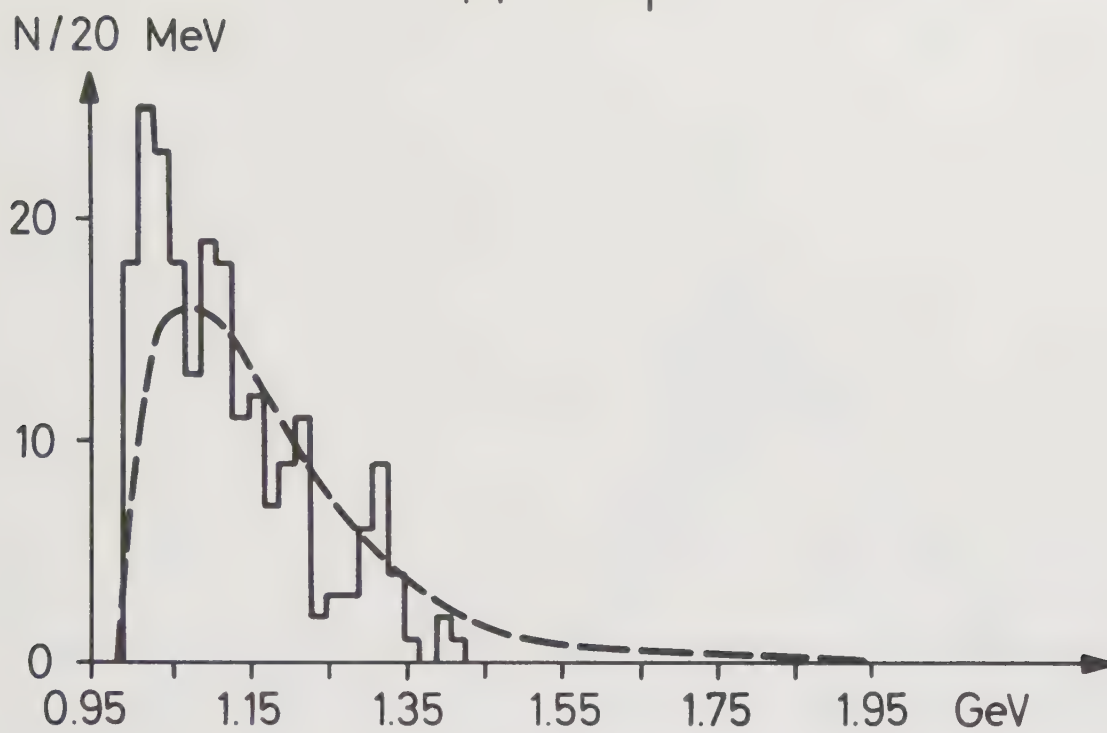
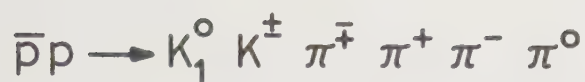


Fig. 36

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- \pi^0$$

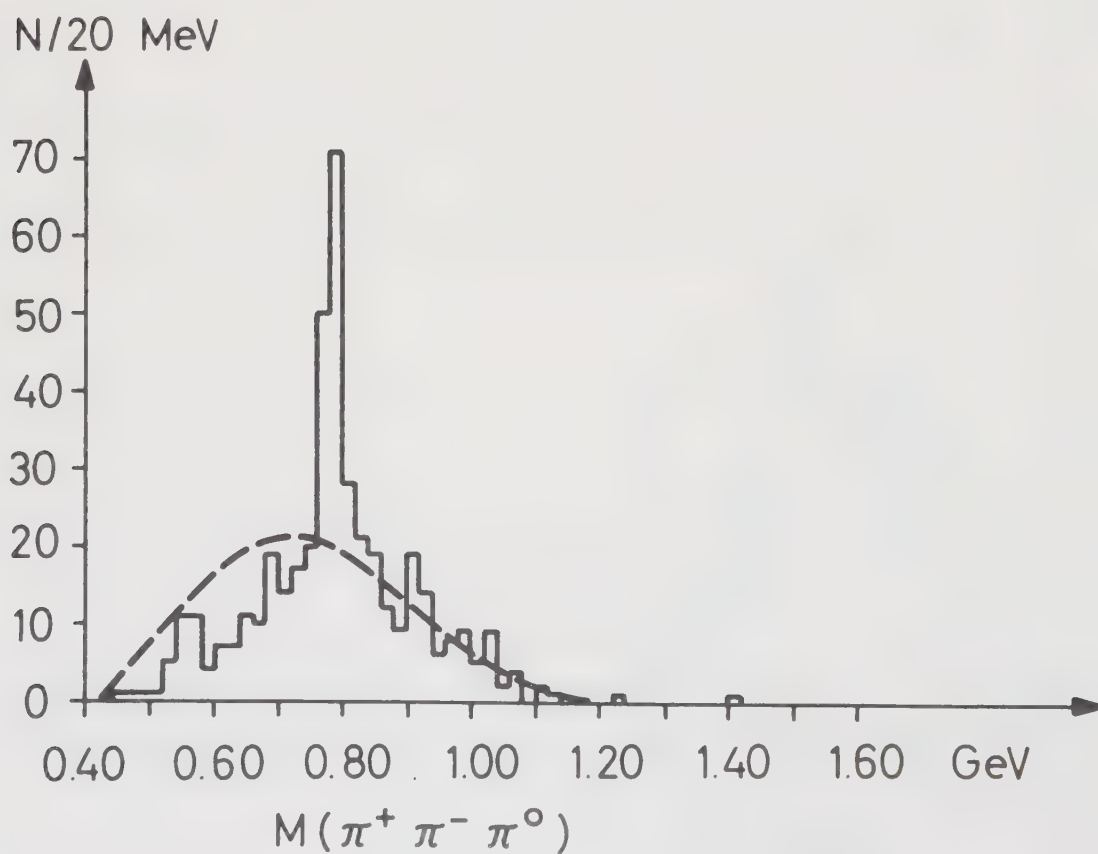
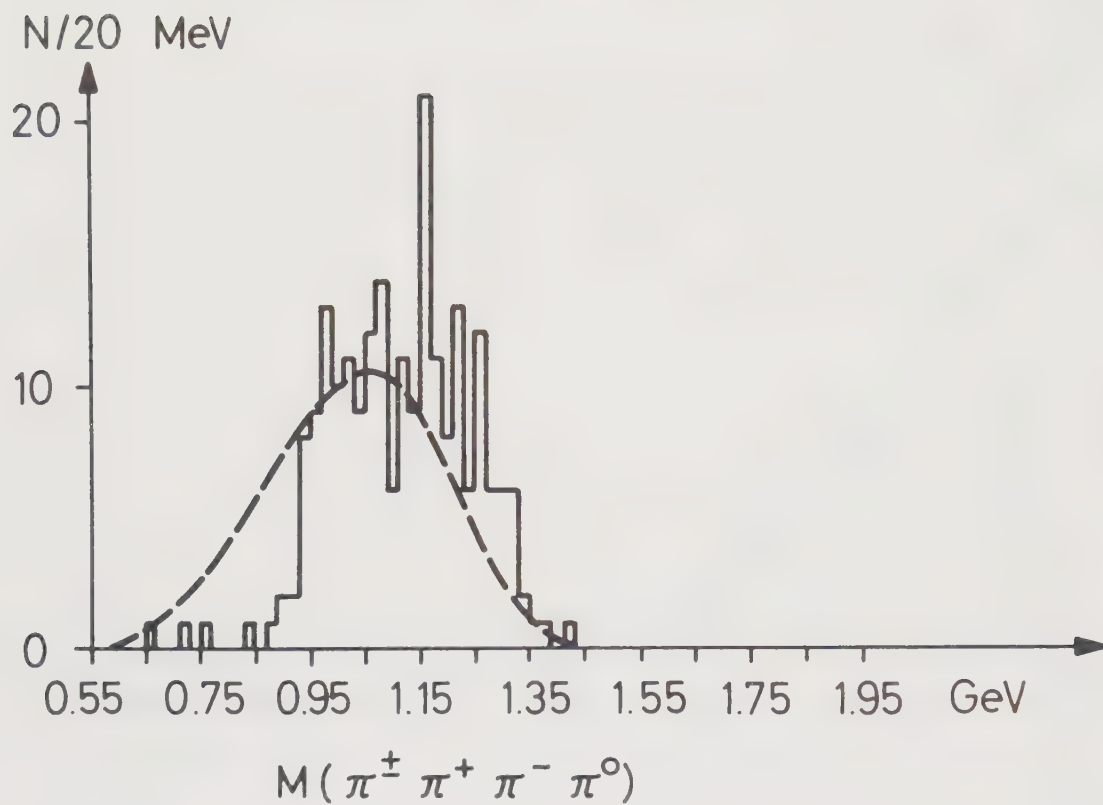


Fig. 37

V - CONCLUSION

C'est un travail de défrichage que nous présentons et les points relevés ci-après constituent davantage des points de départ pour une analyse complète avec toute la statistique que des conclusions. Vu l'absence de théorie des interactions fortes, l'analyse des données expérimentales est dirigée vers une détermination des paramètres (masse, largeur, taux de production) des résonances produites en vue de la mise en valeur des mécanismes de production.

La détermination quantitative des paramètres reste donc à faire en tenant compte des orientations suggérées par ce travail. Nous les résumons comme suit :

Résonances

L'abondance des résonances produites dans les annihilations $\bar{p}p$ entre 1.5 et 2.0 GeV/c apparaît de manière générale dans les structures des distributions de masse effective des canaux considérés :

- abondance de seuils et signaux de résonances ou de réflexions provenant d'autres combinaisons de masse effective;
- dépeuplement des histogrammes aux basses énergies en faveur des énergies plus élevées pour les distributions de masse effective à 3 particules et au-dessus.

Structure dans $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ et $K_1^0 K_1^0 \omega$

En formation, le canal $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ est le seul à montrer une structure de la section efficace en fonction de l'énergie dans la région U.

Comme il apparaît dans les essais d'ajustements effectués sur $K_1^0 K_1^0 \omega$, les erreurs sur les points mesurés sont trop grandes pour assurer un comportement résonant dans le domaine d'énergie allant de 2100 à 2600 MeV.

Echange Λ dans $K_1^0 K^\pm \pi^\mp$

L'échange d'un Λ d'isospin $I=0$ dans ce canal, favorisant la production du $K^{*\pm}$ par rapport au K^{*0} n'est pas mentionné dans la littérature, les analyses détaillées de ce canal portant sur les annihilations au repos.

Structure au seuil en $K_1^0 K^\pm$

Les figures 24, 33 et 36 présentent la distribution de masse effective $K_1^0 K^\pm$ dans divers canaux, montrent un signal dans le domaine allant de 1050 MeV à 1100 MeV. Makowski⁽³⁶⁾ remarque que cette structure (qu'il observe à 1.2 GeV/c) n'est pas observée seule mais provient essentiellement de la désintégration du D^0 et du E^0 ; qu'elle soit interprétée comme résonance au seuil $\pi_N(1016)$ dans les annihilations au repos, ou comme longueur de diffusion à 1.2 GeV/c, les difficultés d'ajustement subsistent.

Méson E^0

Nous mettons en évidence le signal du E^0 dans les combinaisons de masse effective $K_1^0 K^\pm \pi^\mp$ du canal $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-$, soit le même canal qui donna lieu à sa découverte par Armenteros⁽³⁴⁾ dans les annihilations au repos.

Méson C et région Q

Une analyse plus fine à travers les canaux

$$KK\pi\pi \quad \text{avec} \quad m \geq 2 \quad \text{et}$$

dans les masses effectives $M(K\pi\pi)$, devrait apporter des précisions sur la région Q où deux résonances sont signalées⁽³⁵⁾; $C(\sim 1250)$ et $K_A(\sim 1400)$ avec des largeurs de l'ordre de 200 MeV.

Le modèle des quarks prédit deux états K^* ayant $J^P = 1^+$, correspondant aux configurations 3P_1 et 1P_1 du système quark-antiquark. C serait alors à rattacher à l'octuplet du $A_1(1070)$, (état 3P_1) tandis que K_A compléterait l'octuplet du $B(1235)$, (état 1P_1).

APPENDICE A

Calibration des sections efficaces : correction pour les diffusions élastiques inobservées aux petits angles.

Au dépouillement total, on retient les diffusions élastiques pour lesquelles le proton de recul est plus long que 2 mm et celles pour lesquelles (le recul n'étant pas visible) l'angle de diffusion projeté est plus grand que 2° .

Ces coupures permettent d'évaluer l'angle solide pour lequel les diffusions ne sont pas détectées, et de calculer suivant la méthode décrite par Bogdanski⁽⁷⁾ la correction à apporter à la section efficace.

Pour ce faire les valeurs de la section efficace différentielle doivent être calculées à partir de l'expression

$$\frac{d\sigma}{dt} = A e^{Bt}$$

valable pour le pic de diffraction; t est le transfert d'impulsion, soit

$$t = -2p^2(1-\cos \theta)$$

(p et θ sont l'impulsion et l'angle de diffusion dans le système du centre de masse).

Nous avons interpolé les grandeurs A, section efficace de la diffusion élastique à 0 degré et B, pente du pic de diffraction, à partir des valeurs trouvées dans la littérature⁽¹⁸⁾ et (19).

La figure 31 donne les courbes d'interpolation pour les grandeurs A et B et le tableau suivant les valeurs retenues et la correction obtenue.

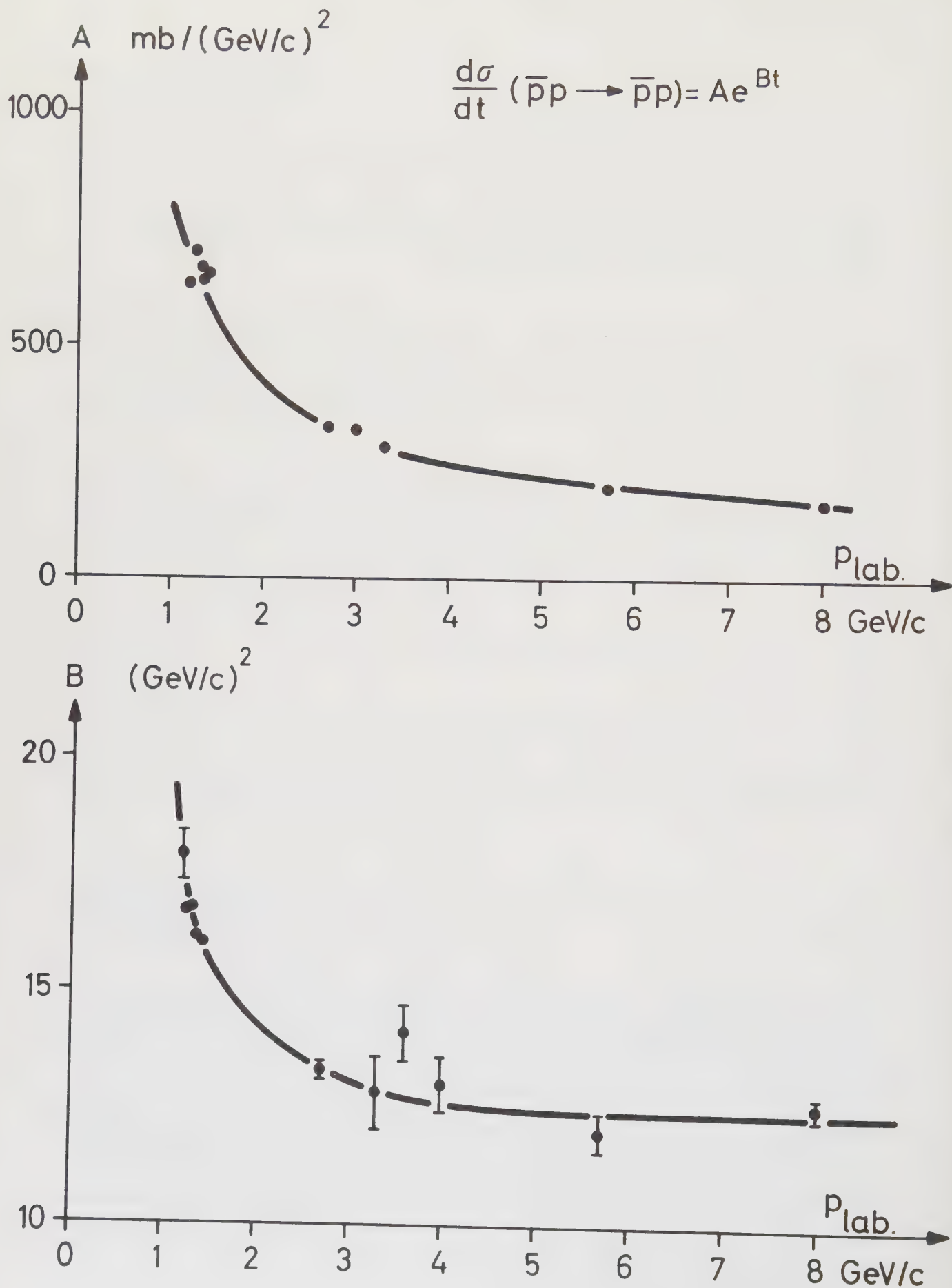


Fig. 31

P_{lab} (GeV/c)	A $mb/(GeV/c)^2$	B $(GeV/c)^{-2}$	$\Delta\sigma$ mb
1.50	555	15.6	7.4
1.56	540	15.3	7.5
1.68	490	15.0	7.5
1.75	475	14.8	7.6
1.80	460	14.7	7.6 $\pm .8$
1.86	450	14.5	7.8
1.93	435	14.4	8.0
2.04	410	14.1	7.9

REFERENCES

- (1) R. ARMENTEROS, P. BAILLON
CERN / D. Ph. II / 200 70-2
- (2) R. WEILL, Lausanne, R.A. DONALD, Liverpool
Communications privées
- (3) CERN 2m User's Handbook - OPTICS (1970)
- (4) D. BURKI
Travail de diplôme, Université de Neuchâtel (1970)
- (5) P.J. LIU
Travail de diplôme, Université de Neuchâtel (1971)
- (6) R.J. ABRAMS, R.L. COOL, G. GIACOMELLI, T.F. KYCIA,
B.A. LEONTIC, K.K. LI, D.N. MICHAEL
Phys. Rev. Letters 22, 233 (1966) et
Phys. Rev. D1, 1917 (1970)
- (7) M. BOGDANSKI
Thèse, Université de Neuchâtel (1970)
- (8) J.B. GAY
Programme PHYHE
- (9) CERN TC Program Library
- (10) A.M. ADAMSON
Thèse d'Etat, Université de Paris (1967)
- (11) Review of particle properties
Particle Data Group CERN (1971)
- (12) CERN - HERA 70-3
- (13) J. BADIER, A. BONNET, Ph. BRIANDET, B. SADOULET
Phys. Letters 25 B, 152 (1967)
- (14) L. DURAND III, J. SANDWEISS
Phys. Rev. 135, B540 (1964)

- (15) H.W. ATHERTON, L.M. CELNIKIER, B. FRENCH, J.B. KINSON,
K. MYKLEBOST, J. PERNEGR, E. QUERCIGH, B. SADOULET
Phys. Letters 30 B, 494 (1969)
- (16) B.G. LÖRSTAD
Thèse d'Etat, Université de Paris (1969)
- (17) J. GALLETTY
Thèse, Université de Liverpool (1972)
- (18) D. BIRNBAUM, R.M. EDELSTEIN, N.C. HIEN, T.J. MACMAHON, J.F. MUCCI,
J.S. RUSS, E.W. ANDERSON, E.J. BLESER, H.R. BLIEDEN, G.B. COLLINS,
D. GARELICK, J. MENES, F. TURKOT
Phys. Rev. Letters 23, 663 (1969)
- (19) R.A. DONALD, D.N. EDWARDS, D. HOWARD and R.S. MOORE,
T.C. BACON, I. BUTTERWORTH, R.J. MILLER and J.J. PHELAN
Particles and Nuclei 1, 105 (1970)
- (20) J. BADIÉ, A. BONNET, B. DREVILLON, M. BAUBILLIER, R. GEORGE, M. RIVOAL
Nucl. Phys. B 22, 512 (1970)
- (21) D.H. MILLER
High Energy Physics IV, 26 (1969)
Academic Press Inc., New York
- (22) H. PILKHUN, N. SCHMITZ
CERN 65 - 24 I
- (23) G. PLAUT
N TH 71/2
Laboratoire de Physique Théorique, Université de Nice
- (24) F. JAMES
CERN 68 - 15
- (25) F. JAMES
CERN COMPUTER 6000 SERIES PROGRAM LIBRARY
- (26) B.Y. OH, D.L. PARKER, P.S. EASTMAN, G.A. SMITH, R.J. SPRAFKA, Z.M. MA
Phys. Rev. Letters 24, 1257 (1970)

- (27) M.N. FOCACCI, W. KIENZLE, B. LEVRAT, B.C. MAGLIC, M. MARTIN
Phys. Rev. Letters 17, 890 (1966)
- (28) E.W. ANDERSON, E.J. BLESER, H.R. BLIEDEN, G.B. COLLINS,
D. GARELICK, J. MENES, F. TURKOT
Phys. Rev. Letters 22, 1390 (1969)
- (29) A.D. JOHNSON et al.
Communication à la Conférence Internationale de Kiev 1970
cité par réf. (30)
- (30) H.W. ATHERTON, L.M. CELNIKIER, M. CLAYTON, B.J. FRANKE, B.R. FRENCH,
A. FRISK, B. GHIDINI, L. MANDELLI, J. MOEBES, K. MYKLEBOST,
T. KHAN-NISAR, E. QUERCIGH, V. SIMAK
CERN / D. Ph. II / PHYS 71-18
Communication à la Conférence Internationale d'Amsterdam 1971
- (31) M. BAUBILLIER, J. DUBOC, L. HURIAUX, B. MAKOWSKI, K. GIBBINS
Communication à la Conférence Internationale de Lund 1969
- (32) L. DE CRESPIN DE BILLY
Thèse de 3ème cycle, Faculté des Sciences de Paris (1971)
- (33) CERN / TCC 69 - 27
- (34) R. ARMENTEROS and B. FRENCH
High Energy Physics IV, 341 (1969)
Academic Press Inc., New York
- (35) Proceedings of the Amsterdam International Conference on
Elementary Particles, 247 (1972)
North-Holland Pub. Company, Amsterdam
- (36) B. MAKOWSKI
Thèse, Faculté des Sciences de Paris VI (1972)
- (37) J.-B. GAY
Thèse, Université de Neuchâtel (1972)

En terminant ce travail je tiens à exprimer ma reconnaissance à toutes les personnes qui ont rendu sa réalisation possible :

Au Professeur E. Jeannet à qui je dois ma progression dans le domaine de la physique corpusculaire. Sa disponibilité et son exigence de clarté me sont devenus des exemples que j'aimerai suivre.

Au Professeur M. Gailloud et à ses collaborateurs les Dr Ph. Rosselet et R. Weill, Mlle H. Marcuard et M. B. Jayet, qui ont participé activement à toute la partie de ce travail qui s'est déroulée à Lausanne.

A mon collègue de bureau, le Dr J.-B. Gay pour son aide précieuse et efficace en de nombreuses occasions.

A mes collègues du groupe de physique corpusculaire, le Dr M. Bogdanski et MM. D. Perrin, R. Brenzikofer, J.-B. Jeanneret pour leur amicale collaboration.

A notre ingénieur-technicien en électronique, M. K. Gloor pour son appui technique en relation avec l'enregistrement des mesures.

A nos fidèles observatrices de Neuchâtel et de Lausanne qui ont effectué, avec patience et soin, les longs travaux de dépouillement et de mesure.

A Mme C. Roth qui a assuré les contacts avec le Centre de Calcul et veillé au bon ordre de notre banque de bandes magnétiques et de programmes.

Aux équipes de l'accélérateur et de la chambre à bulles du CERN pour l'aide apportée durant la période initiale de cette expérience : la prise des clichés.

A Mme A. Bossuat qui, sans ménager son temps, a toujours su trouver une ingénieuse solution aux divers problèmes de programmation.

Au Dr E. Pagiola pour l'aide apportée à la clarification de problèmes de programmation.

Au Professeur C. Blanc, à M. P. Santschi et à tous les collaborateurs du Centre de Calcul de l'EPFL qui nous ont offert de grandes facilités de calcul et un constant dévouement.

Au Professeur P. Banderet et à ses collaborateurs du Centre de Calcul de l'Université de Neuchâtel pour leur accueil bienveillant.

A Mlle C. Voumard qui a aimablement accepté de dactylographier ce travail.

A M. A. Schneider qui s'est chargé des dessins.

A M. J.-P. Wagner qui a assuré la photocopie des premiers exemplaires.

Au directeur de l'Institut de Physique de Neuchâtel, le Professeur J. Rossel et à tous ses collaborateurs pour leur serviabilité en toute occasion.

A l'Université du Québec à Montréal qui, pendant un an et demi, m'a accordé une bourse.

Ce travail a bénéficié de l'aide financière du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

Neuchâtel, juin 1972

CURRICULUM VITAE

Nom : Suzanne Vallet-Urech

Date de naissance : 27 juillet 1935

Etudes primaires et secondaires à la Chaux-de-Fonds

1955 Baccalauréat ès lettres, latin-grec
Gymnase de La Chaux-de-Fonds

Etudes universitaires à la Faculté des sciences
de l'Université de Neuchâtel

1959-1961 Enseignement de la physique (à temps partiel) au
Collège Latin et à l'Ecole de Commerce, à Neuchâtel

1961 Diplôme de physicien
Université de Neuchâtel

1961-1963 Assistante de recherche dans le groupe du professeur
E. Jeannet
Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel

fin 1963 Recherche dans le groupe du professeur P. Demers,
Département de Physique de l'Université de Montréal

1964-1969 Enseignement de la physique (niveau collégial) au
Collège Sainte-Marie, devenu Université du Québec,
à Montréal

Bourse de perfectionnement de l'Université du Québec
à Montréal

1969-1971 Etudes de 3ème cycle en physique (CICP) et recherche
dans le groupe de physique corpusculaire
(professeur E. Jeannet) Institut de Physique de
Neuchâtel

1972 Collaboratrice du groupe de physique corpusculaire
(professeur E. Jeannet) Institut de Physique de
Neuchâtel.

